



Développement d'un modèle de nuage tridimensionnel à microphysique détaillée - Application à la simulation de cas de convection profonde

Delphine Leroy

► To cite this version:

Delphine Leroy. Développement d'un modèle de nuage tridimensionnel à microphysique détaillée - Application à la simulation de cas de convection profonde. Océan, Atmosphère. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2007. Français. <tel-00170274>

HAL Id: tel-00170274

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00170274>

Submitted on 7 Sep 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Numéro d'ordre : D.U. 1753

UNIVERSITE BLAISE PASCAL

(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

N° : 534

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE

(Spécialité : Physique de l'atmosphère)

par

Delphine Leroy

Diplômée d'Etudes Approfondies

**Développement d'un modèle de nuage tridimensionnel à
microphysique détaillée - Application à la simulation de cas de
convection moyenne et profonde**

Soutenue publiquement le 27 Juin 2007, devant la commission d'examen :

Président	Guy Cautenet
Rapporteur	Evelyne Richard
Rapporteur	Andreas Bott
Examineur	Jean Martial Cohard
Examineur	William D. Hall
Directeur de thèse	Wolfram Wobrock
Co-directeur de thèse	Andrea I. Flossmann

Remerciements

A l'heure des dernières corrections, il m'apparaît de plus en plus clairement qu'une thèse n'est pas un travail individuel mais bien le résultat d'une combinaison entre un sujet, des encadrants et un étudiant. J'ai eu la chance de travailler sur un sujet de thèse passionnant à mes yeux et j'ai surtout pu bénéficier de deux encadrants formidables : Mr Wolfram Wobrock et Mme Andrea Flossmann. Tous deux m'ont appris les bases de la recherche scientifique : rédaction d'articles, composition d'un poster, mise au point d'une présentation, etc... J'ai apprécié leur gentillesse, leur disponibilité et leur soutien, y compris dans le cadre du monitorat. D'ailleurs, je n'ai jamais hésité à leur poser des questions car j'avais l'assurance d'obtenir une réponse rapide et claire. D'une part, Mr Wobrock n'a pas hésité à m'aider dans la traque des erreurs de programmation qui arrivent inévitablement sur ce type de sujet. D'autre part, alors que j'avais parfois du mal à sortir de mes lignes de code, Mme Flossmann m'a souvent aidée à prendre du recul sur mon travail et à porter un regard plus critique sur les résultats de simulation obtenus. Grâce à eux, ces trois années de thèse resteront parmi les plus importantes pour moi.

Je remercie Mme Evelyne Richard et Mrs Andreas Bott, William D. Hall, Jean-Martial Cohard et Guy Cautenet pour avoir accepté de faire partie du jury et pour avoir pris le temps de lire ce manuscrit avec attention. Leurs critiques constructives ont grandement contribué à son amélioration. Encore merci à Guy qui a été un formidable président du jury lors de ma soutenance. J'espère que nous continuerons à discuter de notre intérêt commun pour les engins volants, en plus de celui pour la modélisation méso-échelle, bien entendu !

Le Laboratoire de Météorologie Physique est un lieu où il fait bon travailler et je remercie Mme Nadine Chaumerliac de m'avoir accueilli au sein du laboratoire. Merci aussi à l'ensemble des chercheurs qui m'ont volontiers accordé un peu de leur temps pour répondre à mes questions. Un grand merci à ceux qui ont accepté de m'écouter et de me conseiller lors des répétitions de ma soutenance. Merci aussi à l'ensemble des ITA pour

les nombreux coups de main au niveau des inévitables formalités administratives. Un travail de modélisation fait aussi forcément appel à l'équipe informatique : merci à Sandra, Philippe et Sandrine pour leur aide précieuse.

Merci à François et Matthieu, mes deux collègues de bureau pour leur bonne humeur communicative. Je me souviens de discussions passionnantes aussi bien sur la météorologie que sur nombre d'autres sujets... Merci aussi à toute l'équipe des brodeuses (et autres loisirs créatifs) du LaMP avec, dans le désordre, Sylviane, Anne-Marie, Sandra, Christel, Sylvie, Jeanne, Françoise et aussi Cécile. Toutes sont toujours débordantes d'énergie et ne manquent pas de faire partager leurs créations de fils et d'aiguille (ainsi que leurs grilles de point de croix !).

Pendant ces trois années de thèse, j'ai pu constater l'intérêt constant qu'a porté Pascal, mon mari, à mes travaux sur les nuages (que, par ailleurs, nous aimons tous deux aller taquiner avec nos parapentes...). Il m'a toujours écouté avec attention et proposé des solutions pertinentes aux nombreuses questions que je lui ai soumises. J'espère avoir été à l'écoute de ses suggestions et je le remercie aujourd'hui non seulement pour ses conseils mais aussi pour son caractère et son humour (je serai tentée de dire son petit grain de folie) qui, à mes yeux, rendent la vie à ses côtés si joyeuse, si agréable et surtout pleine d'une multitude de projets plus tentants les uns que les autres.

Je remercie mes parents pour m'avoir permis d'effectuer mes années d'études universitaires dans les meilleures conditions possibles. De plus, tout au long de mon parcours étudiant, ils m'ont non seulement laissée libre de mes choix d'orientation mais ils les ont aussi toujours respectés.

Une thèse est inévitablement ponctuée de moment de doute. Aussi, je termine en remerciant à nouveau mes parents et mon mari pour leur soutien indéfectible, avec une mention spéciale pour maman qui a eu le courage de relire cette thèse dans son intégralité afin d'y traquer les dernières fautes d'orthographe !

Sommaire

Introduction	1
Chapitre 1	
Les modèles de nuage	7
1. Un modèle de référence pour les interactions aérosol-nuage	8
1.1. Généralités sur la représentation des nuages dans les modèles	8
1.2. Les modèles 3D à microphysique détaillée existants dans la littérature	10
1.2.1. Les travaux de Kogan et collègues	10
1.2.2. Le modèle de Lynn et al. (2005)	12
1.2.3. Le modèle de Fridlind et al. (2004)	13
1.3. Spécificité du modèle DESCAM-3D	14
2. Le modèle microphysique EXMIX	15
2.1. Distributions et grilles	15
2.2. Processus microphysiques	17
2.2.1. Croissance des gouttes et des particules d'aérosol humides	18
2.2.2. Collection	18
2.2.3. Nucléation des cristaux	19
2.2.4. Dépôt de vapeur sur les cristaux	20
2.2.5. Givrage	21
2.2.6. Régime de croissance sec/humide – Agrégation et fonte	21
3. Le modèle microphysique DESCAM	22
3.1. Fonctions et grilles pour la microphysique chaude	22
3.2. Fonctions pour la microphysique froide	24
3.2.1. Versions antérieures	24
3.2.2. Nouvelle version	24
3.3. Equations générales	25
3.4. Détail des processus microphysiques – Comparaison avec EXMIX	26
3.4.1. Activation des particules d'aérosol humides	26
3.4.2. Désactivation des gouttes	28
3.4.3. Croissance des particules d'aérosol humides	29

3.4.4. Croissance des gouttes	30
3.4.5. Collision-coalescence	32
3.4.6. Processus microphysiques froids	32
3.5. Temps de calcul	33
4. Les modèles dynamiques utilisés	34
4.1. Le modèle de Clark et Hall (1991)	34
4.1.1. Les équations du modèle	34
4.1.2. Couplage avec un modèle microphysique	35
4.2. Le modèle cylindrique	36
5. Conclusions	38

Chapitre 2

Comparaison des modèles microphysiques EXMIX et DESCAM 41

1. Le cas d'étude – Initialisation des modèles	42
2. Le problème de l'activation des particules d'aérosol	44
2.1. Problème inhérent au schéma d'activation de DESCAM	44
2.2. Etude de la cinétique de croissance des particules d'aérosol en fonction de la température	48
2.3. Solution proposée	51
2.4. Impact sur les résultats	52
3. Simulation du cas de CCOPE – Comparaison des résultats d'EXMIX et de DESCAM 1D½	55
3.1. Valeurs intégrales	55
3.2. Spectres des gouttes - Influence de l'ordre du schéma d'activation	58
3.3. La phase glace	61
3.4. Averse simulée	64
4. Sensibilité au spectre initial des particules d'aérosol	66
5. Sensibilité au paramètre de résolution et au nombre de classes	68
6. Conclusions	71

Chapitre 3

Simulation d'un nuage convectif avec DESCAM-3D : Comparaison des résultats pour la phase glace avec les observations de CRYSTAL-FACE 73

1. Le cas du 18 Juillet 2002 de la campagne CRYSTAL-FACE	74
1.1. Contexte général	74
1.2. Appareils de mesure embarqués	75
1.3. Observations effectuées	75

1.4. Résultats de travaux de simulation antérieurs	78
2. Simulation avec DESCAM 3D	79
2.1. Initialisation du modèle	79
2.2. Aspect macroscopique du nuage	80
2.3. Simulation des mesures aéroportées	81
2.3.1. Choix du temps de passage et de la trajectoire de l'avion	81
2.3.2. Contenus en eau et en glace	83
2.3.3. Spectres des hydrométéores	85
2.3.4. Nombre des hydrométéores	88
2.3.5. Température	89
2.3.6. Résumé	93
2.4. Simulation des observations aéroportées sans contraintes de temps et de position liées au vol de l'avion	94
2.5. Interprétation des mesures aéroportées	96
2.5.1. Hypothèse de travail	96
2.5.2. Rétrotrajectoire des points 1, 2 et 3	97
2.5.3. Rétrotrajectoire des points 4 et 5	99
2.5.4. Généralisation	102
3. Importance des particules d'aérosol mid-troposphériques	104
3.1. Nombre moyen des hydrométéores à 10 km	104
3.2. Répartition spatiale des hydrométéores à 10 km et à 42 minutes	106
3.3. Comparaison avec les résultats de Fridlind et al. (2004)	109
4. Importance des particules d'aérosol de la couche limite	111
4.1. Evolution générale du nuage convectif	111
4.2. Nombre des hydrométéores à 10 km	115
4.3. Comparaison avec les résultats de Fridlind et al. (2004)	119
5. Impact de la correction de l'activation en fonction de l'altitude	121
6. Conclusions	122

Chapitre 4

Etude d'un cas de convection moyenne dans la région des Cévennes-Vivarais – Rôle de la phase glace et des particules d'aérosol

127

1. Généralités sur les épisodes Cévenols	128
2. Observations disponibles pour le cas du 27/28 Octobre 2004	129
2.1. Données du disdromètre	129
2.2. Données radar	130
3. Initialisation du modèle	132

4. Simulation avec la microphysique froide	134
4.1. Contribution de la phase glace	134
4.2. Etude de la précipitation au sol	136
4.2.1. Evolution générale	136
4.2.2. Comparaison avec les mesures du disdromètre placé à Alès	137
4.3. Réflectivités radar	141
4.3.1. Observations	141
4.3.2. Simulation	142
5. Simulation sans la microphysique froide	146
5.1. Contenu en eau	146
5.2. Précipitation	148
6. Simulation avec une masse d'air polluée	150
6.1. Contenus en eau et en glace	150
6.2. Pluie au sol	151
7. Conclusions	153

Conclusions et Perspectives **157**

Annexe A

Modification de la désactivation des gouttes dans DESCAM **161**

A1. Problème inhérent au schéma de désactivation de DESCAM	161
A2. Solution proposée – Test réalisé	162
A3. Résultats	163

Annexe B

Résolution analytique de l'équation de Koehler (simplifiée) pour les particules d'aérosol non activées **167**

B1. Formules générales pour les racines d'une équation cubique	168
B2. Application à la résolution de l'équation de Koehler	168

Annexe C

La sous-séparation du pas de temps pour le processus de condensation/évaporation **171**

C1. Présentation du problème	171
C2. Solution adoptée	173

Annexe D

Tentative de prise en compte de la forme des cristaux dans

DESCAM 1D^{1/2}	175
D1. Hypothèses adoptées pour la prise en compte de la forme des cristaux dans le modèle DESCAM 1D ^{1/2}	176
D2. Résultats de la modélisation du cas de CCOPE	177
D3. Comparaison avec les résultats de DESCAM 1D ^{1/2}	179
D4. Conclusion	181
Index des notations	183
Bibliographie	189

Introduction

Les nuages sont définis comme un ensemble visible de minuscules particules d'eau liquide, de glace ou des deux, en suspension dans l'air (WMO, 1956). Couvrant en permanence au moins 30% de la surface terrestre (Flossmann, 1998), ils font partie intégrante du système climatique et leurs rôles sont divers.

Les nuages ont par exemple un effet sur le transfert radiatif et par conséquent sur la température à la surface de la Terre. D'un côté, les nuages renvoient une partie du rayonnement solaire incident vers l'espace, ce qui contribue au refroidissement du système terre-atmosphère. De l'autre, ils absorbent le rayonnement infrarouge de la terre et en réémettent une partie. Les nuages piègent donc de l'énergie et contribuent ainsi au réchauffement de l'atmosphère. Le bilan de ces deux effets antagonistes n'est pas simple. Il dépend étroitement de la taille et de la nature des gouttes et des cristaux de glace qui composent les nuages. L'effet des nuages sur la température du globe est d'ailleurs une importante source d'incertitude dans les modèles climatiques qui sont utilisés pour estimer l'augmentation future des températures causée par les gaz à effet de serre (IPCC, 2001).

Les nuages sont également des réacteurs chimiques. En ciel clair, les réactions chimiques se déroulent en phase gazeuse. En présence de nuage, la formation de gouttelettes d'eau par condensation de la vapeur d'eau sur les particules d'aérosol provoque la mise en solution de composés initialement à l'état solide. Les gaz présents dans l'atmosphère peuvent se dissoudre dans la phase aqueuse qui devient le siège de nombreuses réactions chimiques. Des composés peuvent être également piégés dans les cristaux de glace, bloquant au passage certaines réactions. Si le nuage produit des précipitations, les gouttes de pluie vont ramener vers le sol les composés présents dans la phase liquide. De cette façon, l'atmosphère va être nettoyée d'un certain nombre de particules d'aérosol et de composés chimiques. La composition chimique de l'atmosphère et le contenu en particules d'aérosol sont donc différents après le passage d'un nuage.

Enfin, il faut rappeler le rôle primordial des nuages dans le cycle hydrologique. Les nuages se forment par condensation de la vapeur d'eau présente dans l'air et issue principalement de l'évaporation à la surface des océans. Poussés par les vents, les nuages transportent de l'eau depuis les océans vers l'intérieur des continents, et la dispersent sur les terres par le biais des précipitations. Une absence prolongée de ces dernières peut conduire à des sécheresses, qui font souffrir la végétation voir même détruisent les cultures. A l'inverse, des épisodes de précipitation très intense sont susceptibles de provoquer des inondations dévastatrices. Les ressources en eau potable dépendent fortement des précipitations même si le lien entre précipitations et niveau des nappes phréatiques n'est pas simple et fait intervenir d'autres facteurs comme par exemple l'occupation des sols.

La modélisation des nuages est donc indispensable pour des études aussi diverses que la prévision des épisodes de précipitations intenses, le devenir des polluants atmosphériques, ou encore l'augmentation de température du globe liée au changement climatique. En ce qui concerne la prévision des épisodes de précipitation intense, les modèles météorologiques cherchent à prévoir le plus précisément possible les taux de pluie au sol ainsi que leur localisation pour que les modèles hydrologiques puissent calculer la réponse des bassins versants et déterminer les risques de crues. Cependant, la capacité des nuages à former des précipitations (et donc à nettoyer l'atmosphère de certains polluants), tout comme leurs propriétés optiques, sont dépendantes du nombre et de la taille des hydrométéores constituant le nuage. Pour simuler correctement les propriétés des nuages, il faut donc apporter un soin particulier à la modélisation de la distribution dimensionnelle des constituants du nuage (gouttes, cristaux, particules d'aérosol interstitielles) et des processus de formation et de croissance des hydrométéores. Les gouttes et cristaux de nuage couvrent typiquement une gamme de taille allant de quelques microns à quelques millimètres (voir quelques centimètres) et toute la partie de la physique qui s'attache à décrire l'évolution de ces hydrométéores s'appelle la microphysique.

Il existe plusieurs façons de représenter les nuages en fonction du domaine d'application du modèle et de la discrétisation spatiale effectuée dans ces modèles. Dans les modèles de climat ou GCM (Global Climate Model), la maille étant très large (de l'ordre de plusieurs centaines de kilomètres), les nuages frontaux sont décrits à l'aide de quelques paramètres comme le contenu total en eau (Kessler, 1969) alors que la convection et les nuages associés ne sont représentés que par des paramétrages sous-maille (Arakawa et Schubert, 1974 ; Kuo, 1974 ; Bechtold et al., 2001). Dans les modèles méso-échelle, les schémas dits « à un (ou plusieurs) moment(s) » ou « bulk » (Cohard et Pinty, 2000 ; Seifert et Beheng, 2001, 2006, Reisner et al., 1998 ; Thompson et al., 2004)

sont privilégiés. La forme des distributions dimensionnelles est fixée (lognormale, gamma) et ces schémas pronostiquent, en plus d'une ou plusieurs valeurs intégrales (nombre total de gouttes/cristaux, masse totale d'eau/de glace nuageuse ou précipitante), certains paramètres nécessaires pour connaître l'allure du spectre des hydrométéores à partir de la forme choisie (écart-type, paramètre de forme). Enfin, la dernière catégorie est celle des modèles à microphysique spectrale ou détaillée (Flossmann et al., 1985 ; Ackerman et al., 1995 ; Bott et al., 1990 ; Wobrock et al., 2001 ; Monier et al., 2006). Dans cette approche, on choisit de connaître la distribution du nombre des gouttes en fonction de leur taille pour un certain nombre de catégories seulement qui constituent la grille du modèle. La distribution dimensionnelle des gouttes se déplace ensuite sur cette grille au gré des processus microphysiques de croissance des hydrométéores et la distribution n'a donc pas de forme fixée.

Nous reviendrons plus amplement sur les intérêts et les limitations de ces trois différentes façons de représenter les nuages dans le premier chapitre de ce manuscrit. Cependant, il apparaît déjà clairement que le niveau de détail élevé des modèles à microphysique spectrale (du fait du nombre important de variables pour décrire la microphysique du nuage) se traduit par un coût en temps de calcul conséquent. La plupart du temps, ces modèles sont donc couplés à des cadres dynamiques simplifiés (parcelle d'air, unidimensionnel voir bidimensionnel). Pourtant, disposer d'un modèle tridimensionnel (3D) à microphysique détaillée serait assurément d'un grand intérêt pour approfondir nos connaissances sur les nuages. Une dynamique 3D permettrait aussi bien la simulation de champs nuageux stratiformes que celle de nuages convectifs isolés, tout en tenant compte des effets du relief. Du point de vue de la description des caractéristiques microphysiques des nuages, la comparaison entre les résultats d'un tel modèle et ceux de modèles à microphysique paramétrée permettrait de mettre en lumière les forces et les éventuelles faiblesses de ces deux types de modèles et de les améliorer. Un modèle 3D à microphysique détaillée pourrait également être un instrument efficace dans l'interprétation des mesures aéroporées réalisées pendant des campagnes de mesures.

Avec l'augmentation des performances en matière de calcul scientifique, la construction d'un tel modèle est devenue possible ces dernières années et elle a été réalisée au Laboratoire de Météorologie Physique (LaMP). En plus des applications précédemment décrites, l'objectif principal pour ce modèle était d'être un modèle de référence pour l'étude des processus microphysiques prioritairement responsables de la formation des précipitations et des interactions aérosol-nuage (en effet, les particules d'aérosol servent de support à la formation des gouttes et des cristaux nuageux et avec l'augmentation de la pollution particulaire dans l'air, la question de l'impact de ces

« nouvelles » particules liées à l'activité humaine sur les propriétés des nuages est d'une importance grandissante). Pour atteindre cet objectif, il fallait d'une part que les processus microphysiques principaux soient considérés ce qui requiert une maîtrise des processus clé dans l'évolution d'un nuage chaud et froid, et de la précipitation. D'autre part, le modèle final se devait également d'être modulable, c'est-à-dire de permettre facilement l'ajout de nouveaux résultats émergeant des études expérimentales (concernant la nucléation des cristaux par exemple).

La première étape dans la réalisation d'un modèle 3D à microphysique détaillée au LaMP a constitué le travail de thèse de Mathieu Leporini (Leporini, 2005). Le modèle microphysique de nuage chaud DESCAM (« DETAILED SCAVENGING MODEL », Flossmann 1986) a ainsi été couplé au modèle 3D de Clark et Hall (1991). Cependant, pour disposer d'un modèle 3D à microphysique détaillée applicable aussi bien aux cas de faible convection qu'aux cas de convection profonde, il est nécessaire d'ajouter une représentation détaillée des processus microphysiques relatifs à la phase glace dans le modèle. Tel était l'objectif de la thèse présentée ici.

La nouvelle version du modèle DESCAM-3D avec les processus microphysiques froids est décrite dans le premier chapitre. Une étude bibliographique des autres modèles 3D à microphysique détaillée existants dans la littérature nous permettra aussi de dégager les spécificités de DESCAM-3D. Nous détaillerons également le fonctionnement d'un autre modèle à microphysique détaillée existant au LaMP : EXMIX (cloud model with EXternally MIXed aerosol particles, Wobrock, 1988). Initialement conçu pour étudier les cirrus, ce modèle microphysique est couplé à une dynamique 1D $\frac{1}{2}$ (Monier, 2003) et possède une représentation détaillée des phases liquide et glace. EXMIX a ainsi servi de base de départ pour construire une représentation de la microphysique froide respectant les hypothèses du modèle DESCAM.

Une première étape dans ce travail a été le développement d'une version de DESCAM avec à la fois la microphysique chaude et froide mais dans un cadre dynamique 1D $\frac{1}{2}$. En effet, comme EXMIX possède une représentation plus détaillée des particules d'aérosol que DESCAM, nous avons pu tester les performances de DESCAM en comparant ses résultats avec ceux d'EXMIX pour la simulation d'une même situation nuageuse. Le cas d'étude choisi est un cumulonimbus observé pendant la campagne CCOPE* et qui a déjà servi pour tester la représentation des processus microphysiques froids dans le modèle EXMIX (Leroy et al., 2006). La comparaison des modèles DESCAM 1D $\frac{1}{2}$ et EXMIX fait l'objet du deuxième chapitre et a été publiée (Leroy et al., 2007a).

* Cooperative Convective Precipitation Experiment

Une fois la microphysique froide du modèle DESCAM testée en dimension 1D½, elle a ensuite pu être ajoutée au modèle 3D de nuage chaud de Leporini (2005). La validation de DESCAM 3D s'est ensuite faite en deux étapes. Dans un premier temps, nous avons examiné le fonctionnement des processus microphysiques froids dans la haute troposphère. Nous avons comparé nos résultats de simulations avec des mesures aéroportées dans l'enclume et le noyau d'un nuage convectif échantillonné pendant la campagne CRYSTAL-FACE[†]. Le troisième chapitre de cette thèse est consacré à la description de ce cas qui a servi à valider DESCAM-3D et à la comparaison des résultats du modèle avec les observations, mais aussi avec les résultats d'autres modèles 3D à microphysique détaillée qui ont étudié ce même cas. Une publication à ce sujet a été soumise (Leroy et al., 2007b).

Dans un deuxième temps, nous avons étudié la capacité de DESCAM-3D à former des précipitations par les processus chauds et froids pour un cas de convection moyenne au-dessus de la région des Cévennes. Nous avons utilisé les données disdrométriques de l'expérimentation Alès 2004 pour comparer avec les spectres de pluie simulés par DESCAM-3D. Nous nous sommes également intéressés à la simulation des réflectivités radar et nous avons comparé nos résultats avec les observations du radar volumétrique de Bollène. La description de l'évènement simulé et la comparaison des résultats du modèle avec les mesures disdrométriques et radar sont traitées dans le quatrième chapitre.

Le modèle DESCAM-3D est un outil précieux pour étudier les interactions entre les particules d'aérosol et le nuage. Nous avons profité de cet atout pour faire des études de sensibilité par rapport au nombre de particules d'aérosol à la fois pour le cas de CRYSTAL-FACE et pour le cas des Cévennes. Les résultats de ces études sont présentés dans les chapitres associés à chaque cas (i.e. chapitre 3 et 4).

Pour terminer, nous résumerons les principaux résultats obtenus au cours de cette thèse et nous évoquerons les possibles applications futures de DESCAM 3D.

[†] Cirrus Regional Study of Tropical Anvils and Cirrus Layers- Florida Area Cirrus Experiment

Chapitre 1

Les modèles des nuages

Les buts de ce chapitre sont de définir les objectifs fixés pour notre modèle 3D à microphysique détaillée, de décrire celui-ci ainsi que les autres modèles de nuage qui ont servi à sa conception, et de le placer dans le contexte des modèles existants.

Dans un premier paragraphe, nous allons décrire les différentes façons de modéliser les nuages. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux modèles 3D à microphysique détaillée existants dans la littérature. Cet inventaire bibliographique nous permettra ainsi de dégager les objectifs spécifiques pour notre modèle 3D à microphysique détaillée appelé DESCAM-(Detailed Scavenging Model) 3D.

Dans la suite du chapitre, nous allons détailler les modèles de nuage utilisés. Pour ce qui concerne la microphysique, deux modèles détaillés existent au LaMP : DESCAM (Flossmann, 1986) et EXMIX (cloud model with EXternally MIXed aerosol particles, Wobrock, 1988). Le modèle EXMIX sera décrit au paragraphe 2 car il a servi de base à la construction du module de microphysique froide pour DESCAM-3D (et au chapitre 2, le modèle EXMIX nous servira aussi à évaluer la pertinence des hypothèses faites dans le modèle DESCAM pour ce qui concerne le traitement des particules d'aérosol). Le modèle microphysique DESCAM est ensuite décrit au paragraphe 3. Nous aborderons, de manière théorique, les différences existantes entre DESCAM et EXMIX et justifieront au passage le choix du modèle DESCAM pour être couplé à une dynamique 3D.

Un modèle de nuage fait intervenir un modèle dynamique et un modèle microphysique. Un même modèle microphysique peut être couplé avec différents modèles dynamiques, le choix du modèle dynamique dépendant du but recherché. Dans le quatrième paragraphe de ce chapitre, nous allons présenter les modèles dynamiques 3D de Clark et Hall (1991) et 1D½ de Asai et Kasahara (1967).

1 Un modèle de référence pour les interactions aérosol-nuage

1.1 Généralités sur la représentation des nuages dans les modèles

Les nuages jouent un rôle déterminant dans de nombreuses questions environnementales comme la pollution atmosphérique, les catastrophes naturelles dues aux précipitations abondantes ou encore le réchauffement climatique. Les nuages doivent donc être pris en compte dans les modèles de climat comme dans les modèles de prévision. Cependant, la description des nuages dans les modèles varie suivant la discrétisation spatiale adoptée. Par exemple, dans les modèles de climat qui ont généralement une maille de plusieurs centaines de kilomètres de large, les systèmes nuageux frontaux couvrent un nombre suffisant de points de grille pour que leurs caractéristiques microphysiques soient représentées à l'aide de paramétrages. A l'inverse, les nuages convectifs ne peuvent être résolus et sont pris en compte à travers les paramétrisations sous-maille de la convection (Arakawa et Schubert, 1974, Kuo, 1974, Bechtold et al., 2001). Dans les modèles méso-échelle, tous les types de nuage sont résolus par un nombre de points suffisants pour prendre en compte les effets microphysiques à l'intérieur. Nous allons dans ce paragraphe résumer les différentes façons qui existent pour simuler les caractéristiques microphysiques des nuages résolus.

Les modèles microphysiques peuvent être classés en trois catégories : les modèles paramétrés, les modèles à un ou plusieurs moments (ou « bulk ») et les modèles à microphysique détaillée ou spectrale. Dans un modèle paramétré, seules des variables très générales (par exemple, le contenu total en eau/en glace nuageuse et précipitante) servent à décrire les caractéristiques microphysiques du nuage. Parmi les paramétrisations existantes, on peut citer celle de Kessler (1969) pour la phase liquide et celles de Kärcher et Lohmann (2003) pour la phase glace.

Les deux autres types de modèles microphysiques (à un ou plusieurs moments, et détaillés) s'intéressent à la distribution dimensionnelle des hydrométéores. A partir d'un spectre donné, par exemple un spectre en nombre $N(D)$, on appelle moment d'ordre i l'intégrale sur toutes les tailles du spectre $N(D)$ multiplié par la taille D à la puissance i :

$$M^i = \int_{\text{spectre}} N(D) D^i dD \quad (1)$$

Le moment d'ordre 0 donne ainsi le nombre total de gouttes, celui d'ordre 3 est proportionnel à la masse totale, celui d'ordre 6 à la réflectivité radar. Cependant, pour les modèles à un ou plusieurs moments, la forme du spectre est fixée et correspond à une famille de fonctions (lognormale, gamma, etc) et certains paramètres de forme pour la fonction choisie sont aussi pronostiqués. Ainsi, la distribution dimensionnelle des

hydrométéores peut être reconstruite à posteriori à partir de la connaissance des moments et des paramètres de forme.

Pour un modèle à microphysique détaillée, le spectre des hydrométéores n'a pas de forme fixée mais est discrétisé sur une grille de taille (ou de masse). Le nombre de variables utilisées pour représenter la microphysique dans ces modèles est étroitement lié au nombre de points de grille qui varie par exemple en 39 et 120 dans les modèles du LaMP. La distribution dimensionnelle des gouttes se déplace ensuite sur la grille au gré des processus microphysiques de croissance des hydrométéores. Ces modèles tentent aussi d'intégrer le maximum de connaissances disponibles sur les processus microphysiques : vitesses de croissance, vitesses de chute, efficacités de collection, etc, sont calculées pour toutes les tailles d'hydrométéore considérées. Ce type de modèle est donc une représentation plus réaliste des caractéristiques microphysiques d'un nuage et des processus pouvant conduire à la formation de la pluie. Cependant, ce niveau de détail se traduit entre autres par un nombre plus important de variables que dans les modèles paramétrés ou à moments.

Du point de vue informatique, les ressources nécessaires en terme de mémoire et de temps de calcul sont donc plus importantes pour un modèle détaillé que pour les modèles à moments ou paramétrés. Ainsi, les modèles à microphysique détaillée sont le plus souvent couplés avec des dynamiques « parcelle d'air », 1D voir 2D (Flossmann et al., 1985 ; Flossmann et Pruppacher, 1988 ; Bott et al., 1990 ; Ackerman et al., 1995 ; Feingold et al., 1994, 1996 ; Wobrock et al., 2001 ; Monier et al., 2006). Par contre, les nuages restent la plupart du temps représentés de façon simplifiée dans les modèles de circulation générale (Lohmann et al., 1999 ; Lohmann et Kärcher, 2002) ou avec des schémas à moments dans les modèles méso-échelle (Reisner et al., 1998 ; Cohard et Pinty, 2000 ; Pinty et al., 2001 ; Thompson et al., 2004 ; Seifert et Beheng, 2001, 2006).

Pourtant, d'après le rapport du GIEC* (2001), « *la nébulosité représente une importante source d'erreurs potentielles dans les simulations climatiques* » même si, depuis 1990, « *la base physique du paramétrage des nuages dans les modèles s'est beaucoup améliorée par suite de l'intégration d'une représentation globale des propriétés microphysiques des nuages dans l'équation de bilan hydrique des nuages* ». Ce rapport souligne également que « *d'autres causes d'incertitude ont trait aux processus de précipitation et aux difficultés que soulève la simulation [...] de la hauteur et de la fréquence des précipitations* ». Pour les modèles méso-échelle, la localisation précise des pluies, qui est particulièrement importante lors d'un couplage avec un modèle hydrologique, reste aussi un domaine à améliorer. Tout progrès sur la modélisation des nuages et de la formation des précipitations serait donc à même d'améliorer les

* Groupe d'Experts Intergouvernemental sur l'évolution du Climat

prédictions des modèles à méso-échelle et même de circulation générale, d'où l'idée de construire un modèle de référence pour l'étude des nuages. Un tel modèle permettrait en effet d'évaluer les performances des différents paramétrages existants et même d'en proposer de nouveaux plus réalistes.

Un modèle de référence pour l'étude des nuages nécessite donc une représentation détaillée des processus microphysiques mais également des particules d'aérosol (AP). La question de l'impact de la pollution sur la formation et ensuite l'évolution dynamique et microphysique des nuages est en effet un thème prépondérant dans la recherche actuelle. Plusieurs études (Andreae et al., 2004 ; Segal et Khain, 2006) montrent que le nombre des particules d'aérosol initialement présentes influence directement le nombre de gouttes formées dans le nuage. Par contre, les impacts sur la phase glace et la précipitation au sol sont moins bien établis et semblent varier suivant le type de nuage simulé et les conditions atmosphériques (Khain et al., 2004, 2005). Un modèle de référence pour les nuages se doit donc de représenter les particules d'aérosol et leur rôle comme noyau de condensation (CCN : cloud condensation nuclei) ou de congélation (IN : ice nuclei) pour la formation des hydrométéores.

Pour augmenter nos connaissances sur les nuages, des modèles 3D à microphysique détaillée ont commencé à être développés. Du point de vue des ressources informatiques, ces modèles sophistiqués sont très gourmands en mémoire et en temps de calcul. Les résultats qu'ils génèrent demandent aussi beaucoup de temps pour être analysés. Ainsi, il n'existe à notre connaissance que quelques modèles de ce type dans la littérature (Ovtchinnikov et Kogan, 2000 ; Fridlind et al., 2004 ; Lynn et al., 2005a). Pourtant, les travaux récents de Lynn et al. (2005b) ou encore Lynn et Khain (sous presse) ont dores et déjà permis de montrer que l'utilisation d'une microphysique spectrale dans un modèle méso-échelle améliore les résultats de simulation pour ce qui est de la structure, l'aspect du nuage et les cumuls de pluie. Les modèles de Ovtchinnikov et Kogan (2000), Fridlind et al. (2004) et Lynn et al. (2005a) vont être décrits dans le paragraphe suivant.

1.2 Les modèles 3D à microphysique détaillée existants dans la littérature

1.2.1 Les travaux de Kogan et collègues

Un premier travail relatant d'un couplage entre une microphysique détaillée et une dynamique tridimensionnelle est celui de Kogan (1991). Dans un premier temps, seuls les processus microphysiques chauds sont considérés, les processus microphysiques froids ont été ajoutés ultérieurement (Ovtchinnikov et Kogan, 2000). Le modèle utilise deux distributions. La première est une distribution en nombre des particules d'aérosol,

associée à une grille en rayon avec 19 catégories (de 7.6 nm à 7.6 μm). La seconde fonction est utilisée pour représenter la distribution en nombre des gouttes sur une grille des masses comprenant 30 catégories (de 4 μm à 3.2 mm). Les transferts entre le réservoir des particules d'aérosol et celui des gouttes sont gérés en accord avec les travaux de Mordy (1959) et d'Ivanova et al. (1977). Pour une humidité relative $RH=100\%$, les particules d'aérosol dont le rayon sec est inférieur à 0.12 μm sont considérées comme étant à l'équilibre et leur rayon humide sous ces conditions d'humidité est donc calculé à l'aide de l'équation de Koehler. La valeur limite de 0.12 μm provient des travaux de Mordy (1959). A l'inverse, les particules d'aérosol dont le rayon sec est supérieur à 0.12 μm grandissent lentement et n'ont donc pas le temps d'atteindre leur taille d'équilibre. D'après Ivanova et al. (1977), leur taille humide peut alors être calculée en multipliant leur taille sèche par un facteur k , qui est fonction de la vitesse verticale dans le nuage et de la taille sèche de la particule. Toujours d'après Ivanova et al. (1977), on peut cependant faire l'hypothèse $k=\text{constante}$ pour les nuages convectifs, et des valeurs de 3, 5 ou 8 pour le facteur k conduisent à des résultats similaires. Cette méthode évite le calcul de la croissance des particules d'aérosol humide pour une grande partie des points du domaine tridimensionnel car les particules d'aérosol restent sèches tant que $RH < 100\%$. Le calcul de leur taille humide se fait uniquement lorsque ces particules doivent être activées ($RH \geq 100\%$) et sert à obtenir l'allure du spectre des gouttes nouvellement nucléées.

Pour les processus de condensation/évaporation des gouttes, l'équation de croissance est utilisée mais sous une forme simplifiée : le terme de solution est constamment négligé, tandis que le terme de courbure est également laissé de côté pour les gouttes de pluie ($r > 50 \mu\text{m}$). Les autres processus microphysiques pris en compte sont la coalescence et la rupture des gouttes, et sont traités à l'aide du schéma de Berry et Reinhardt (1974). Dans la version avec la microphysique froide (Ovtchinnikov et Kogan, 2000), les grilles ont été un peu modifiées : la grille des particules d'aérosol ne compte plus que 12 classes (de 24 nm à 3.32 μm) et celle des gouttes 28 (de 4 μm à 2 mm). De même, la grille utilisée pour la phase glace possède 28 catégories. Les 15 premières classes sont consacrées aux cristaux de glace de forme « plaquette » avec une masse volumique de 0.9 g cm^{-3} . Les 13 autres classes sont associées à des grêlons avec une masse volumique de 0.4 g cm^{-3} . Le diamètre des plaquettes peut ainsi varier entre 9.2 et 486 μm , celui des grêlons entre 0.34 et 5.56 mm. Le modèle prend en compte les quatre formes de nucléation hétérogène pour la glace, l'agrégation, le givrage ainsi que la production secondaire de cristaux de glace associée au givrage (processus de Hallett et Mossop (1974)).

Dans le premier modèle de Kogan (1991), la régénération des particules d'aérosol de part l'évaporation des gouttes n'est pas prise en compte (alors que ce processus est

important pendant toute la durée de vie du nuage, depuis sa formation et jusqu'à sa dissipation, comme nous le verrons au paragraphe 1.3). Par la suite, Kogan et al. (1994) étudient l'impact de ce processus sur les propriétés des stratocumulus, en faisant des hypothèses différentes sur la forme du spectre des particules d'aérosol régénérées. Ils voient alors apparaître des différences dans les paramètres microphysiques (nombre total de gouttes, rayon moyen) mais également des variations significatives sur l'épaisseur optique simulée. Dans un deuxième temps, Kogan et al. (1995) utilisent encore une autre méthode pour représenter ce processus : lors de la désactivation des gouttes, les particules d'aérosol régénérées sont replacées d'abord dans la plus petite classe qui a été activée au cours de la simulation et ceci jusqu'à ce que cette classe ait retrouvé le nombre de particules d'aérosol spécifié initialement pour l'air ambiant. A ce moment, on recommence la même procédure pour la classe juste au dessus et on continue ainsi de suite en se déplaçant toujours vers les grandes tailles. L'inconvénient majeur de cette méthode est qu'elle ne tient pas compte des effets du nuage sur la distribution des particules d'aérosol. Enfin, le processus de régénération des particules d'aérosol est pris en compte dans les travaux d'Ovtchinnikov et Kogan (2000), mais il n'est pas décrit et il n'y a pas non plus de référence.

1.2.2 Le modèle de Lynn et al. (2005)

Lynn et al. (2005) ont associé un modèle microphysique au modèle méso-échelle MM5 (Mesoscale Model 5th generation, Dudhia, 1993). La version originale du modèle microphysique (Khain et Sednev 1996 ; Khain et al. 1996, 1999, 2001, 2004) utilise huit distributions en nombre pour décrire les gouttes, les cristaux de glace de forme colonne, plaquette et dendritique, les cristaux de neige, la petite grêle, les grêlons et enfin les particules d'aérosol. Cependant, pour diminuer les ressources informatiques nécessaires (mémoire et temps de calcul), c'est une version dite « rapide » de ce modèle qui est principalement utilisée avec MM5. Le nombre de fonctions pour les cristaux de glace passe de 6 dans la version originale à 3 dans la version « rapide ». Les dendrites sont maintenant regroupées avec les cristaux de neige, les plaquettes avec la petite grêle et enfin les colonnes avec les grêlons. Les grilles en masse possèdent 33 catégories. Pour les hydrométéores, la première classe correspond à la masse d'une goutte de 2 μm en rayon.

L'équation de Koehler est utilisée pour calculer le rayon d'activation en fonction de la sursaturation. Les particules d'aérosol dont le rayon est supérieur au rayon critique sont activées et transférées dans le réservoir des gouttes. Le calcul du rayon des gouttes nouvellement formées suit la même réflexion que Kogan (1991), mais le rayon sec limite est fixé à 0.03 μm et le paramètre k prend la valeur de 5. Les autres processus pris en compte par le modèle microphysique sont les mêmes que pour le modèle de Ovtchinnikov

et Kogan (2000) à savoir, la condensation/évaporation de tous les types d'hydrométéores, la coalescence et la rupture des gouttes, la nucléation hétérogène pour les cristaux, l'agrégation, le givrage et le processus de Hallett-Mossop.

Le modèle de Lynn et al. (2005) a bien une fonction de distribution pour les particules d'aérosol, cependant, il perd leur trace dès lors que ces particules sont activées et transformées en gouttelettes. En conséquence, il est très difficile de représenter le transfert inverse depuis le réservoir des gouttes vers celui des particules d'aérosol lors de l'évaporation (ou désactivation) des gouttes. Ainsi pour (Lynn et al, 2005), l'évaporation des gouttes ne donne lieu à aucune « production » de particule d'aérosol.

1.2.3 Le modèle de Fridlind et al. (2004)

Le modèle microphysique de Fridlind et al. (2004) utilise 16 classes pour les particules d'aérosol (de 5 nm à 1 μm en diamètre), les gouttes (2 μm à 1 cm) et les cristaux de glace (2 μm à 3 cm). La masse volumique pour la phase glace est fixée à 0.9 g cm^{-3} tant que les cristaux ont un diamètre inférieur à 300 μm , ensuite elle décroît selon les observations d'Heymsfield et al. (1978) pour les grêlons. La microphysique froide est décrite plus précisément par Jensen et al. (1994). Les cristaux sont considérés de forme colonne. Concernant la microphysique chaude, l'activation des particules d'aérosol est déterminée par le calcul de la sursaturation critique pour les tailles de particule considérées. Il n'est fait mention nulle part du devenir des particules d'aérosol qui servent de noyau de condensation ou de congélation. On trouve quelques détails supplémentaires dans le papier d'Ackerman et al. (1995). Il semblerait que le modèle d'Ackerman et al. (1995) garde en mémoire les deux premiers moments de la distribution en volume des CCN pour chaque classe de gouttes. Outre la croissance des hydrométéores, les autres processus microphysiques représentés sont la coalescence et la rupture des gouttes, la nucléation homogène et hétérogène et le givrage des cristaux de glace.

Dans la publication de Fridlind et al. (2004), rien n'est précisé sur la réactivation des particules d'aérosol. Par contre, ce processus est déjà présent dans les travaux d'Ackerman et al. (1995) : connaissant le volume de particule d'aérosol dans les gouttes, ce volume est redistribué sur la grille des AP en suivant une loi de probabilité lognormale (Turco et al. 1979).

1.3 Spécificité du modèle DESCAM-3D

L'étude de ces trois modèles existants montre que la tendance actuelle semble être à l'augmentation du nombre des processus microphysiques et/ou du nombre de formes possibles pour les cristaux. L'amélioration de la représentation de la microphysique dans les modèles tridimensionnels passe certes par l'augmentation du nombre de processus représentés, mais il ne faut pas négliger pour autant la gestion des particules d'aérosol. Ainsi, les trois modèles présentés ci-dessus perdent trace des particules d'aérosol dès qu'elles ont été activées et transformées en gouttelettes. En conséquence, ces modèles ont du mal à traiter le dépôt humide par la pluie ou la régénération des particules d'aérosol lorsque des gouttes évaporent. De notre point de vue, ce dernier processus est loin d'être négligeable, car il n'apparaît pas uniquement dans la phase de dissipation des nuages, mais bien tout au long de leur développement. En effet, pendant la formation du nuage, des gouttes nuageuses sont transportées dans des zones sous-saturées au niveau du sommet et des bords du nuage, et vont évaporer, ce qui modifie la distribution des particules d'aérosol présentes. Si ces zones sous-saturées voient maintenant leur humidité augmenter et atteindre la sursaturation du fait du développement du nuage, il va falloir activer des particules d'aérosol et à ce moment, il est important de connaître précisément la distribution des particules d'aérosol. Enfin, il nous semble également difficile d'étudier plusieurs cycles nuageux sans ce processus. Prenons par exemple une masse d'air continentale dans laquelle un nuage se forme, ne produit pas de précipitation, puis évapore. Si les particules d'aérosol ne sont pas régénérées, on doit alors considérer le fait que le deuxième nuage se formera à partir d'une masse d'air bien moins polluée qu'initialement, avant de tirer des conclusions générales sur l'impact des particules d'aérosol sur un tel nuage.

Le modèle DESCAM-3D a lui été spécialement conçu pour l'étude des interactions aérosol-nuage. Par exemple, 3 distributions sur les 5 utilisées dans DESCAM-3D sont vouées à la description des particules d'aérosol interstitielles et résiduelles. Ces fonctions permettent de traiter la désactivation des gouttes de façon plus réaliste mais aussi de conserver la masse des particules d'aérosol. Cependant, pour pouvoir développer plus amplement cette caractéristique importante de DESCAM 3D, nous avons besoin de connaître en détail le fonctionnement de ce modèle. Les paragraphes 2 et 3 sont donc consacrés à la description des modèles microphysiques EXMIX (qui a servi de base pour le développement du module de microphysique froide pour DESCAM 3D) et DESCAM. Dans le paragraphe 4, nous présenterons les modèles dynamiques 3D de Clark et Hall (1991) et 1D½ de Asai et Kasahara (1967).

2 Le modèle microphysique EXMIX

2.1 Distributions et grilles

Pour représenter les aérosols humides et les gouttes, le modèle EXMIX (Wobrock et al., 2001) utilise une seule et même distribution bidimensionnelle en nombre $f_{wat}(m, m_{AP})$ et une grille en masse. La première coordonnée m représente la masse totale (particule d'aérosol + eau condensée) de la goutte ou de la particule d'aérosol humide. La seconde coordonnée m_{AP} donne la masse de la particule d'aérosol (AP) initialement sèche et sur laquelle de la vapeur d'eau a condensé par la suite. Par exemple, considérons la population de 5 particules d'aérosol humides représentée sur la figure 1.1. Ces 5 particules sont supposées avoir toutes la même masse totale m . Par contre, deux de ces particules humides se sont formées à partir d'une particule d'aérosol sèche de masse m_{AP} , et les trois autres, à partir d'une masse sèche m'_{AP} . EXMIX est capable de décrire exactement la situation représentée sur la figure 1.1 :

$f(m, m_{AP}) = 2$ i.e. 2 particules humides de masse totale m se sont formées à partir d'une particule sèche de masse m_{AP}

$f(m, m'_{AP}) = 3$ i.e. 3 particules humides de masse totale m se sont formées à partir d'une particule sèche de masse m'_{AP}

$f(m, m_{AP}) + f(m, m'_{AP}) = 5$ i.e les particules humides de masse totale m sont au nombre de 5.

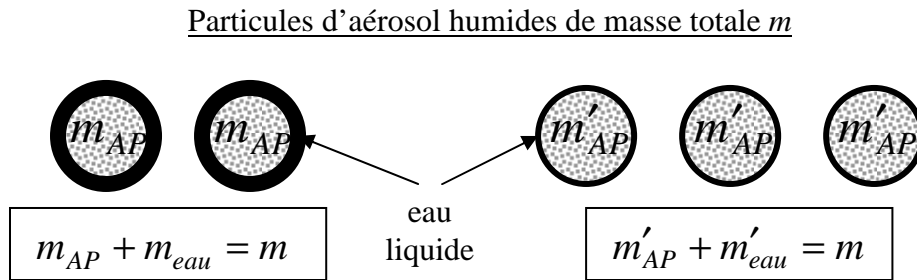


Figure 1.1 : Représentation d'une population de particules d'aérosol humides de même masse m . On suppose sur ce schéma que les particules d'aérosol sèches sont totalement insolubles dans l'eau. Les particules d'aérosol sont ainsi symbolisées par les points gris sur fond blanc et l'eau qui s'est condensée sur la surface des AP est représentée au moyen d'un cercle noir. m_{AP} et m'_{AP} indiquent les masses des différentes particules d'aérosol sèches.

Une telle représentation nous permet donc de connaître à tout instant, pour une taille de goutte choisie, l'éventail des tailles des particules d'aérosol qui ont servi de noyau de condensation. La figure 1.2 est un exemple de résultat qu'il est possible d'obtenir avec le modèle EXMIX pour la simulation du cas de CCOPE[†] (pour les détails de l'expérience et

[†] Cooperative Convective Precipitation Experiment

de la simulation, voir chapitre 2). La figure a été tracée au tout début de la formation du nuage convectif et environ 200 m au dessus de sa base. Pour ce cas particulier, les gouttes nuageuses les plus nombreuses ont un rayon d'environ 7 μm et, pour cette taille de goutte particulière, on a des rayons secs compris principalement entre 20 et 50 nm.

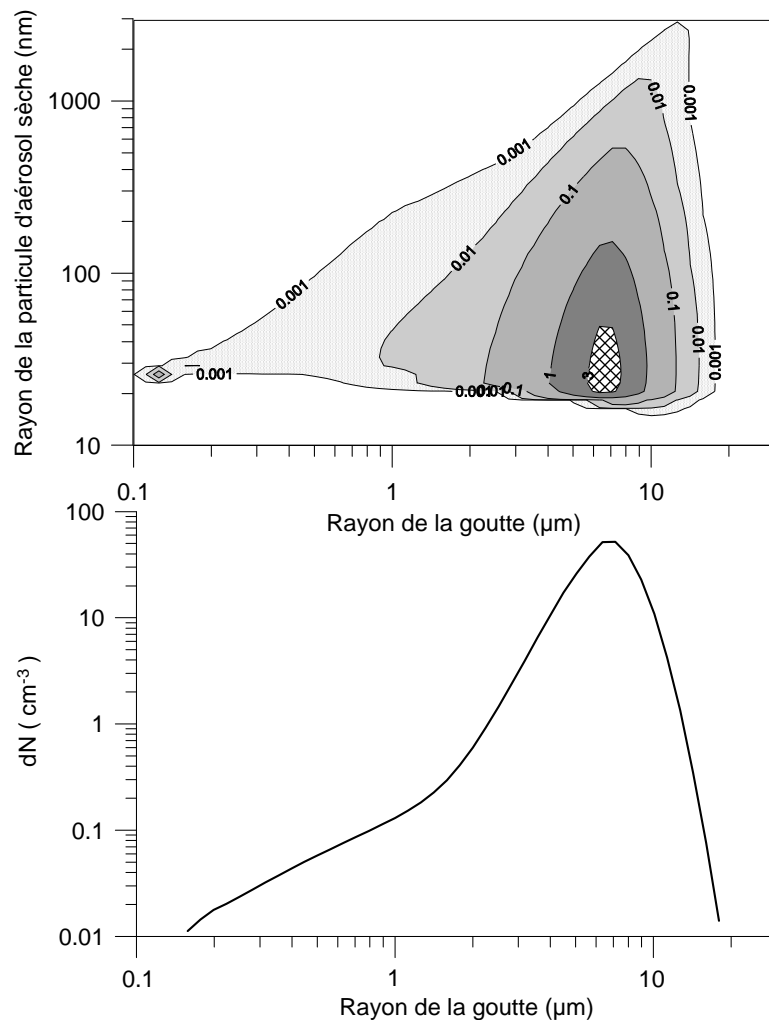


Figure 1.2 : Exemple de résultat pour le modèle EXMIX à proximité de la base du nuage simulé dans le cas de CCOPE (voir chapitre 2 paragraphe 3.1). La figure du haut donne le nombre de gouttes (cm^{-3}) en fonction à la fois du rayon de la goutte (en μm) et du rayon sec de la particule d'aérosol (en nm) : il s'agit de la distribution bidimensionnelle en nombre réellement utilisée par EXMIX. La courbe en bas donne le spectre en nombre des gouttes de nuage recalculé en intégrant sur toutes les tailles d'aérosol sec.

Monier et al. (2006) ont ajouté la phase glace dans le but de simuler les cirrus. Une deuxième distribution bidimensionnelle $f_{ice}(m, m_{AP})$ a donc été introduite et sert à décrire à la fois les IN (Ice Nuclei ou autrement dit les particules d'aérosol dont les propriétés physiques et/ou chimiques favorisent la congélation des gouttes) et les cristaux. Comme les cirrus se forment à des températures très basses, la forme retenue pour les cristaux a été dans un premier temps la forme colonne. Au cours de mon stage de DEA, nous avons voulu étendre le domaine d'application du modèle EXMIX aux nuages

convectifs. Or, dans ce type de nuage, les collisions entre hydrométéores sont fréquentes et la forme originale des cristaux est fortement modifiée par la collection de gouttes surfondues. Vu l'aspect des grêlons et de la petite grêle que l'on retrouve parfois au sol, nous avons opté pour une forme sphérique pour les cristaux avec une masse volumique fixée à 0.9 g cm^{-3} . De plus, nous avons constaté que les résultats des simulations du nuage convectif du 19 Juillet 1981 (Dye et al, 1986) montrent un meilleur accord avec les observations disponibles lorsque les cristaux sont représentés sous forme sphérique (Leroy et al., 2006). Par la suite, toute référence au modèle « EXMIX » correspondra donc à cette dernière version du modèle.

La grille des masses, pour lesquelles les distributions $f_{wat}(m, m_{AP})$ et $f_{ice}(m, m_{AP})$ sont définies, est calculée d'après Berry et Reinhardt (1974) :

$$m(j) = m_0 2^{\frac{j-1}{JRS}} \quad (2)$$

La masse double toutes les JRS catégories et JRS est donc appelé le paramètre de résolution de la grille microphysique. La gamme des tailles (et donc des masses) à couvrir est très large car elle part de quelques nanomètres pour les plus petites particules d'aérosol jusqu'à plusieurs centimètres pour les plus gros grêlons. En conséquence, avec $JRS=2$, la grille des masses utilisée dans EXMIX compte 120 classes.

2.2 Processus microphysiques

L'évolution des distributions sous l'effet des processus microphysiques est régie par les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{wat}(m, m_{AP})}{\partial t} = & \underbrace{\left. \frac{\partial f_{wat}(m, m_{AP})}{\partial t} \right|_{dyn}}_{\text{terme I}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_{wat}(m, m_{AP})}{\partial t} \right|_{cond/eva}}_{\text{terme II}} \\ & + \underbrace{\left. \frac{\partial f_{wat}(m, m_{AP})}{\partial t} \right|_{coal}}_{\text{terme III}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_{wat}(m, m_{AP})}{\partial t} \right|_{nucl,ice}}_{\text{terme IV}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_{wat}(m, m_{AP})}{\partial t} \right|_{rim}}_{\text{terme V}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_{wat}(m, m_{AP})}{\partial t} \right|_{melt}}_{\text{terme VI}} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{ice}(m, m_{AP})}{\partial t} = & \underbrace{\left. \frac{\partial f_{ice}(m, m_{AP})}{\partial t} \right|_{dyn}}_{\text{terme VII}} \\ & + \underbrace{\left. \frac{\partial f_{ice}(m, m_{AP})}{\partial t} \right|_{nucl,ice}}_{\text{terme VIII}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_{ice}(m, m_{AP})}{\partial t} \right|_{dep/sub}}_{\text{terme IX}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_{ice}(m, m_{AP})}{\partial t} \right|_{rim}}_{\text{terme X}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_{ice}(m, m_{AP})}{\partial t} \right|_{melt}}_{\text{terme XI}} \end{aligned} \quad (4)$$

Les termes I et VII résument l'ensemble des modifications liées à la dynamique (transport, turbulence, échanges avec le cylindre extérieur, voir équation 41 ou Monier et al., 2006). Les termes II à VI et VIII à XI représentent les processus microphysiques. Les particules d'aérosol et les gouttes peuvent grandir par condensation (terme II) et par collision-coalescence (terme III). Les cristaux sont formés par nucléation (terme VIII) au détriment des gouttes (terme IV). Ils peuvent ensuite grandir par dépôt de vapeur (terme IX). La collection des gouttes par les cristaux (ou givrage) réduit le nombre des gouttes (terme V) et fait grossir les cristaux (terme X). Lorsque les cristaux franchissent l'isotherme 0°C, leur fonte (terme XI) redonne des gouttes (terme VI). Le traitement de chacun de ces processus microphysiques dans EXMIX va maintenant être détaillé.

2.2.1 Croissance des gouttes et des particules d'aérosol humides

La croissance des gouttes par condensation est régie par l'équation suivante :

$$\left. \frac{\partial f_{wat}(m, m_{AP})}{\partial t} \right|_{cond} = - \frac{\partial}{\partial m} \left[f_{wat}(m, m_{AP}) \left. \frac{dm}{dt} \right|_{wat} \right] \quad (5)$$

où $\left. \frac{dm}{dt} \right|_{wat}$ est la vitesse de croissance par condensation. D'après Pruppacher et Klett (1997) :

$$\left. \frac{dm}{dt} \right|_{wat} = 4\pi a \frac{\frac{e}{e_{sat,w}} - \exp(Y)}{\frac{RT}{D_v^* M_w e_{sat,w}} + \frac{L_e \exp(Y)}{k_a^* T} \left(\frac{L_e M_w}{RT} - 1 \right)} \quad (6)$$

(Une liste des symboles est disponible en fin de manuscrit). Le terme

$$Y = \frac{2M_w \sigma}{RT \rho_w a} - \frac{\nu \Phi \varepsilon m_s M_w}{m_w M_s}$$

représente les effets de courbure de la gouttelette (ou effets de Kelvin) et de solution chimique (Raoult). Connaissant les vitesses de croissance, le déplacement de la fonction $f_{wat}(m_i, m_{AP})$ sur la grille des masses est réalisé à l'aide du schéma d'advection de Smolarkiewicz (1983).

2.2.2 Collection

La collection est définie comme la collision puis la fusion (ou coalescence) de deux gouttes et est décrite par l'équation stochastique de collection, notée ESC par la suite. Pour simplifier, nous présentons ici la forme unidimensionnelle, la version 2D est décrite dans Monier (2003). Si on note f_{1D} la distribution unidimensionnelle, l'équation stochastique de collection s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{1D}(m_f)}{\partial t} = & \frac{1}{2} \int_0^{m_f} f_{1D}(m_f - m) K(m_f - m, m) f_{1D}(m) dm \\ & - f_{1D}(m_f) \int_{\text{spectre}} K(m_f, m) f_{1D}(m) dm \end{aligned} \quad (7)$$

où $K(m, m')$ est appelé noyau de collection. Pour deux gouttes quelconques de masse m et m' , $K(m, m')$ est relié à l'efficacité de collection $E(m, m')$ par la formule :

$$K(m, m') = \pi(a + a')^2 |U_\infty(a) - U_\infty(a')| E(m, m') \quad (8)$$

avec a et a' , les rayons respectifs des gouttes et $U_\infty(a)$ leur vitesse terminale de chute. Dans le modèle, les efficacités de collection sont calculées à partir des travaux de Hall (1980). Le premier terme à droite de l'égalité dans l'équation (7) traduit la formation de gouttes de masse m_f par collection entre une goutte de masse $m_f - m$ et une goutte de masse m . Le deuxième terme représente les collisions possibles entre la goutte de masse m_f et les autres gouttes du spectre, qui font diminuer le nombre de gouttes de masse m_f .

En une dimension, l'ESC peut être résolue numériquement en utilisant par exemple le schéma de Berry et Reinhardt (1974) ou la méthode de flux de Bott (1998). Pour les distributions bidimensionnelles comme celles d'EXMIX, seul le schéma de Bott (2000), qui est une extension de celui de Bott (1998), existe et est donc utilisé.

2.2.3 Nucléation des cristaux

Les nucléations hétérogène et homogène sont représentées dans EXMIX. Quatre mécanismes différents sont en réalité regroupés sous le nom de « nucléation hétérogène » :

- la déposition hétérogène : la vapeur d'eau est adsorbée par les particules d'aérosol et, lorsque la température est suffisamment basse, transformée en glace.
- la condensation suivie de congélation : une particule d'aérosol, ayant des propriétés glacogènes, agit d'abord comme noyau de condensation pour former une gouttelette. Ensuite, la partie insoluble de l'aérosol initie la congélation.
- la congélation par immersion : une particule d'aérosol ayant des propriétés glacogènes est absorbée par une gouttelette. Elle initie la formation de la phase glace lorsque la température de la goutte devient négative.
- la congélation par contact : un noyau glacogène peut initier la congélation d'une gouttelette lorsqu'il entre en contact avec celle-ci.

L'expérience ne permet pas de distinguer les quatre modes de formation. Néanmoins des paramétrages ont pu être proposés comme celui de Fletcher (1962) qui relie le nombre de noyau « glacogènes » ou IN (ice nuclei) à la température. Dans le modèle EXMIX, la

nucléation hétérogène est décrite à l'aide de la formule de Meyers et al. (1992) qui relie le nombre de cristaux N_{IN} (en cm^{-3}) à la sursaturation par rapport à la glace $s_{v,i}$:

$$N_{IN} = 10^{-3} \exp(A + B s_{v,i}) \quad \text{avec } A = 0.639 \text{ et } B = 12.96. \quad (9)$$

Par nucléation homogène, on entend la congélation spontanée de gouttelettes de solution surfondues. Ce mécanisme se distingue de celui de la condensation suivie de la congélation par le fait que la formation de la glace est initiée par la partie aqueuse de la gouttelette et non par la partie insoluble de l'aérosol. Là encore, plusieurs paramétrages sont disponibles pour représenter ce processus (Tabazadeh et al., 2000 ; DeMott et al., 1997, Koop et al, 2000). Monier et al. (2006) ont montré que, pour les cirrus, ces trois paramétrages donnent le même nombre de cristaux dès que les vitesses verticales sont supérieures à quelques dizaines de cm par seconde. Dans les nuages convectifs où les vitesses verticales dépassent le mètre par seconde, on doit donc pouvoir utiliser l'une ou l'autre indifféremment. Par la suite, nous avons choisi d'utiliser la formule de Koop et al. (2000) car la nature de la solution n'intervient pas. La nucléation homogène dépend uniquement de l'activité de l'eau, et le taux de nucléation est donné par :

$$\log(J_{\text{hom}}) = -906.7 + 8502\Delta a_w - 26924(\Delta a_w)^2 + 29180(\Delta a_w)^3 \quad (10)$$

avec $\Delta a_w = a_w - a_w^i$.

a_w est l'activité de l'eau et est supposée égale à l'humidité relative. a_w^i est l'activité de l'eau en solution en équilibre avec la glace et est fonction de la température selon :

$$a_w^i = \exp\left[\frac{10^7}{RT} \left(210368 + 131.438T - 3.32373 \cdot 10^6 T^{-1} - 41729.1 \ln(T)\right)\right] \quad (11)$$

2.2.4 Dépôt de vapeur sur les cristaux

La croissance des cristaux par dépôt de vapeur se fait de la même façon que celle des gouttes, excepté que les vitesses de croissance des cristaux sont maintenant données par la formule suivante (Pruppacher et Klett (1997)) :

$$\left. \frac{dm}{dt} \right|_{ice} = 4\pi C \frac{\frac{e}{e_{sat,i}} - 1}{\frac{RT}{D_v^* M_w e_{sat,i}} + \frac{L_s}{k_a^* T} \left(\frac{L_s M_w}{RT} - 1 \right)} \quad (12)$$

Le terme Y représentant les effets de solution et de courbure dans l'équation 6 n'apparaît pas dans l'équation 12 : la croissance des cristaux dépend plus de l'état de la surface du cristal (sec, humide, rugosité, etc) que des propriétés de la particule d'aérosol qui a servi de noyau « glaciogène ». Avec cette formule, la vitesse de croissance des cristaux est donc indépendante de la taille de la particule d'aérosol.

2.2.5 Givrage

De façon analogue au processus de collision-coalescence (voir paragraphe 2.2.2), le givrage est décrit par les équations suivantes :

$$\left. \frac{\partial f_{1D,wat}(m_{drop})}{\partial t} \right|_{giv} = - \int_{spectre} f_{1D,wat}(m_{drop}) K(m_{crys}, m_{drop}) f_{1D,ice}(m_{crys}) dm_{crys} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial f_{1D,ice}(m_{crys})}{\partial t} \right|_{giv} = & - \int_{spectre} f_{1D,wat}(m_{drop}) K(m_{crys}, m_{drop}) f_{1D,ice}(m_{crys}) dm_{drop} \\ & + \int_{spectre} f_{1D,wat}(m_{crys} - m_{crys}^*) K(m_{crys}^*, m_{crys} - m_{crys}^*) f_{1D,ice}(m_{crys}^*) dm_{crys}^* \end{aligned} \quad (14)$$

Les efficacités de collection goutte-goutte $E(m, m')$ pour le processus de collision-coalescence (équation 8) sont également utilisées pour le givrage. Heymsfield et Pflaum (1985) ont montré que cette approche surestime les efficacités mesurées pour le givrage et que la méthode de Hall (1980) ou Rassmussen et Heymsfield (1985) qui s'appuie sur des considérations relatives au nombre de Froude, donne des résultats plus proches des observations. Cependant cette méthode a été développée pour les cristaux de forme plaquette et comme nous représentons les cristaux sous forme sphérique, nous avons choisi de rester avec l'hypothèse que les efficacités pour un cristal sont les mêmes que celles pour une goutte de même masse. La méthode de flux de Bott (2000) pour la collision-coalescence des gouttes a été adaptée pour le givrage.

2.2.6 Régime de croissance sec/humide – Agrégation et fonte

Dès que les cristaux franchissent l'isotherme 0° , leur fonte est considérée comme instantanée et les cristaux rejoignent le réservoir des gouttes. De plus, lorsqu'un cristal collecte une goutte, cette goutte est immédiatement et entièrement congelée. Autrement dit, les cristaux dans le modèle sont toujours secs, ils ne peuvent jamais être recouvert d'une couche liquide.

Concernant les collisions entre cristaux, les efficacités sont très faibles, excepté dans les régions où la température est proche de 0°C , du fait de la présence de la couche liquide à la surface des cristaux. Vu que dans le modèle, les cristaux sont d'une part sphériques et d'autre part toujours sec, le processus d'agrégation est considéré comme négligeable par rapport au givrage et n'est pas pris en compte.

Ces hypothèses, loin d'être réalistes, traduisent simplement le fait que la prise en compte d'un état humide pour les cristaux dans les modèles microphysiques n'est pas une chose aisée. Pour savoir si un cristal va se recouvrir d'une pellicule quasi-liquide ou si une goutte collectée par un cristal ne va pas congeler entièrement, il faut suivre la

température de surface du cristal et rajouter une distribution dimensionnelle pour représenter ces cristaux humides. Mioche (2006) a commencé à améliorer la représentation de ces différents processus dans EXMIX mais ce domaine de recherche reste à approfondir. Il faut par ailleurs signaler que contrairement au processus de nucléation par exemple, on ne dispose que de peu de résultats expérimentaux (par exemple, Rasmussen et Pruppacher, 1982) et peu de paramétrages (par exemple Mason, 1956).

En résumé, grâce à ses distributions bidimensionnelles, le modèle EXMIX offre sans doute la représentation la plus détaillée possible des particules d'aérosol. EXMIX va ainsi être un outil précieux pour évaluer l'impact de telle ou telle simplification dans la représentation des particules d'aérosol dans un modèle un peu moins détaillé comme par exemple DESCAM. Dans le chapitre 2, nous allons donc utiliser EXMIX comme « modèle de référence » pour le comparer avec DESCAM et pour évaluer les capacités de ce dernier.

Le paragraphe suivant est consacré à la description du modèle DESCAM. Les différences existantes entre les modèles microphysiques EXMIX et DESCAM seront discutées au fur et à mesure que le fonctionnement du modèle DESCAM sera détaillé.

3 Le modèle microphysique DESCAM

3.1 Fonctions et grilles pour la microphysique chaude

Le modèle DESCAM original (Flossmann et al., 1985) utilise 4 distributions. Les deux premières sont des distributions en nombre $f_{AP}(r)$ et $f_d(a)$ respectivement pour décrire les particules d'aérosol humides et les gouttes. L'information sur la masse de particule d'aérosol à l'intérieur des particules d'aérosol humides et des gouttes est conservée dans deux autres distributions en masse $g_{AP,a}(r)$ et $g_{AP,d}(a)$. Ainsi, pour une taille de particules d'aérosol humides fixée r_1 , $f_{AP}(r_1)$ indique le nombre total de particules d'aérosol humides de rayon r_1 et $g_{AP,a}(r_1)$ nous donne la masse totale d'aérosol sec dans les particules humides de rayon r_1 . Si on suppose maintenant que toutes les particules humides de la figure 1.1 ont le même rayon r_1 , alors la situation de la figure 1.1 serait décrire de la manière suivante dans DESCAM :

$$\begin{aligned} f_{AP}(r_1) &= 5 \\ g_{AP,a}(r_1) &= 2m_{AP} + 3m'_{AP} \end{aligned}$$

Avec cette représentation, nous pouvons calculer uniquement la masse moyenne d'aérosol dans une particule d'aérosol humide de rayon r_1 :

$$\bar{m}_{AP}(r_1) = \frac{g_{AP,a}(r_1)}{f_{AP}(r_1)} \quad (15)$$

Il faut noter que c'est là une des principales différences avec le modèle EXMIX (cf. paragraphe 2.1 précédent). EXMIX connaît, pour une taille de goutte fixée, l'ensemble des tailles d'aérosols qui ont servi de noyau de condensation pour former cette goutte. DESCAM nous donne uniquement accès à une valeur moyennée.

A la différence d'EXMIX, DESCAM utilise des grilles logarithmiques en rayon pour les particules d'aérosol et les gouttes:

$$r(k) = r(1) * 2^{\frac{k-1}{3KRS}} \quad \text{et} \quad a(j) = a(1) * 2^{\frac{j-1}{3JRS}} \quad (16)$$

Les caractéristiques des grilles sont récapitulées dans le tableau 1.1. Pour faciliter la comparaison entre les résultats de DESCAM 1D½ et ceux d'EXMIX au chapitre 2, les grilles de DESCAM 1D½ ont, dans un premier temps été calquées sur la grille des masses d'EXMIX et cette configuration est dénommée « haute résolution » ou « HR » en abrégé. Dans la version 3D, le nombre total de classes ainsi que la résolution des grilles sont réduits. Lorsque cette configuration sera testée en dimension 1D½ pour déterminer les modifications induites par une diminution de la résolution des grilles sur l'allure des spectres simulés (cf. chapitre 2, paragraphe 5), nous parlerons de configuration « basse résolution » ou « BR ».

Tableau 1.1 : Caractéristiques des grilles de DESCAM « haute résolution » (HR) utilisé en 1D½ uniquement et « basse résolution » (BR) utilisé en 3D et occasionnellement en 1D½ pour des tests de sensibilité par rapport à la résolution des grilles (voir chapitre 2, paragraphe 5).

		Particules d'aérosol	Gouttes	Cristaux
Formule générale		$r(k) = r(1) * 2^{\frac{k-1}{3KRS}}$	$a(j) = a(1) * 2^{\frac{j-1}{3JRS}}$	$m(i) = m(1) * 2^{\frac{i-1}{3IRS}}$
1D½ (HR)	Nombre de classes	NAC = 60	NRP = 75	NIC = 75
	Résolution	KRS = 2	JRS = 2	IRS = 2
	Première classe	$r(1) \cong 7.8 \text{ nm}$	$a(1) \cong 1 \text{ }\mu\text{m}$	$m(1) \cong 4.10^{-12} \text{ g}$
	Dernière classe	$r(60) \cong 7.1 \text{ }\mu\text{m}$	$a(75) \cong 5.1 \text{ mm}$	$m(75) \cong 0.6 \text{ g}$
3D (BR)	Nombre de classes	NAC = 39	NRP = 39	NIC = 39
	Résolution	KRS = 1	JRS = 1	IRS = 1
	Première classe	$r(1) \cong 1 \text{ nm}$	$a(1) \cong 1 \text{ }\mu\text{m}$	$m(1) \cong 4.10^{-12} \text{ g}$
	Dernière classe	$r(39) \cong 6.4 \text{ }\mu\text{m}$	$a(39) \cong 6.5 \text{ mm}$	$m(39) \cong 1 \text{ g}$

Etant donné que DESCAM utilise deux distributions séparées pour les particules d'aérosol et pour les gouttes, il va falloir traiter les transferts entre ces deux réservoirs (voir paragraphes 3.4.1 et 3.4.2). Techniquement, pour limiter les changements brutaux de taille au cours de ces passages d'une catégorie à l'autre, les grilles de rayon des particules d'aérosol et des gouttes ont quelques classes en commun (voir paragraphe 3.4.1 et Fig. 1.4).

3.2 Fonctions pour la microphysique froide

3.2.1 Version antérieures

Une version de DESCAM avec la microphysique froide a déjà été réalisée par Alheit et al. (1990) et Respondek et al. (1995). Dans cette version, deux formes sont possibles pour les cristaux : soit des plaquettes hexagonales, soit des sphères pour représenter la grêle et les grêlons. Chaque forme est représentée à l'aide de trois fonctions, une pour le nombre des cristaux, une pour la masse de particules d'aérosol dans les cristaux (comme pour la phase liquide) et une troisième pour leur masse en fonction de leur taille. Ainsi, la déposition de vapeur fait grandir les plaquettes hexagonales le long de l'axe des rayons, alors que le givrage augmente leur masse, mais pas leur diamètre. Cette représentation permet donc au givrage de modifier constamment la masse volumique des particules de glace. Lorsque les plaquettes ont suffisamment épaissi à cause du givrage, elles sont transférées dans le réservoir des grêlons (Respondek et al., 1995). Ce modèle microphysique a été utilisé dans un cadre bidimensionnel uniquement.

Dans le cas d'une utilisation avec une dynamique 3D, nous avons choisi de nous limiter à deux distributions pour la phase glace, comme pour les gouttes. Nous avons donc construit une nouvelle version pour la microphysique froide dans DESCAM.

3.2.2 Nouvelle version

La nouvelle version de la microphysique froide pour DESCAM n'ajoute donc plus que deux fonctions supplémentaires, $f_i(m)$ et $g_{AP,i}(m)$ qui sont les analogues de $f_d(r)$ et $g_{AP,d}(r)$ mais pour la phase glace. Alors que les grilles utilisées pour les particules d'aérosol humides et pour les gouttes sont en rayon (notés respectivement r et a), la grille utilisée pour les cristaux est en masse (m). Ce choix a été motivé par le fait que l'utilisation d'une grille en masse simplifie le calcul des processus de collection avec le schéma de Bott (1998). De plus, pour les gouttes, le passage du rayon à la masse est relativement facile : la densité de la solution « eau + particule d'aérosol dissoute » peut être calculée à partir des données du modèle, ou plus simplement être prise égale à 1.

Malheureusement, on ne peut faire de même pour la phase glace, étant donné la diversité des formes de cristaux et des densités. L'utilisation d'une grille en masse nous permet donc de nous affranchir partiellement du problème inhérent à la phase glace qui est celui du choix de la forme des cristaux et de leur densité.

Pour faciliter le passage du réservoir des particules d'aérosol à celui des gouttes et inversement, nous avons déjà précisé au paragraphe 3.1 que les grilles de rayon des particules d'aérosol et des gouttes ont quelques classes en commun. De même, la grille de cristaux a été construite à partir de celle des gouttes de sorte que si on prend $\rho_{goutte} = 1 \text{ g cm}^{-3}$, une goutte de la classe $j = 4$ a alors la même masse que le cristal de classe $i = 4$. Ceci assure ainsi la conservation de la masse au cours de la nucléation et de la fonte des cristaux.

3.3 Equations générales

De manière générale, l'évolution des six distributions utilisées par DESCAM est décrite par les équations 17 à 22 :

$$\frac{\partial f_{AP}(r)}{\partial t} = \underbrace{\left. \frac{\partial f_{AP}(r)}{\partial t} \right|_{dyn}}_{\text{terme I}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_{AP}(r)}{\partial s_{v,w}} \right|_{Koeh} \frac{\partial s_{v,w}}{\partial t}}_{\text{terme II}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_{AP}(r)}{\partial t} \right|_{act/desact}}_{\text{terme III}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_{AP}(r)}{\partial t} \right|_{nucl,ice}}_{\text{terme IV}} \quad (17)$$

$$\frac{\partial g_{AP,a}(r)}{\partial t} = \underbrace{\left. \frac{\partial g_{AP,a}(r)}{\partial t} \right|_{dyn}}_{\text{terme I}} + \underbrace{\left. \frac{\partial g_{AP,a}(r)}{\partial s_{v,w}} \right|_{Koeh} \frac{\partial s_{v,w}}{\partial t}}_{\text{terme II}} + \underbrace{\left. \frac{\partial g_{AP,a}(r)}{\partial t} \right|_{act/desact}}_{\text{terme III}} + \underbrace{\left. \frac{\partial g_{AP,a}(r)}{\partial t} \right|_{nucl,ice}}_{\text{terme IV}} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} = & \underbrace{\left. \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} \right|_{dyn}}_{\text{terme I}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} \right|_{act/desact}}_{\text{terme III}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} \right|_{cond/eva}}_{\text{terme V}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} \right|_{coal}}_{\text{terme VI}} \\ & + \underbrace{\left. \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} \right|_{nucl,ice}}_{\text{terme IV}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} \right|_{rim}}_{\text{terme VII}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_d(a)}{\partial t} \right|_{melt}}_{\text{terme VIII}} \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_{AP,d}(a)}{\partial t} = & \underbrace{\left. \frac{\partial g_{AP,d}(a)}{\partial t} \right|_{dyn}}_{\text{terme I}} + \underbrace{\left. \frac{\partial g_{AP,d}(a)}{\partial t} \right|_{act/desact}}_{\text{terme III}} + \underbrace{\left. \frac{\partial g_{AP,d}(a)}{\partial t} \right|_{cond/eva}}_{\text{terme V}} + \underbrace{\left. \frac{\partial g_{AP,d}(a)}{\partial t} \right|_{coal}}_{\text{terme VI}} \\ & + \underbrace{\left. \frac{\partial g_{AP,d}(a)}{\partial t} \right|_{nucl,ice}}_{\text{terme IV}} + \underbrace{\left. \frac{\partial g_{AP,d}(a)}{\partial t} \right|_{rim}}_{\text{terme VII}} + \underbrace{\left. \frac{\partial g_{AP,d}(a)}{\partial t} \right|_{melt}}_{\text{terme VIII}} \end{aligned} \quad (20)$$

$$\frac{\partial f_i(a)}{\partial t} = \underbrace{\left. \frac{\partial f_i(a)}{\partial t} \right|_{dyn}}_{\text{terme I}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_i(a)}{\partial t} \right|_{nucl,ice}}_{\text{terme IV}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_i(a)}{\partial t} \right|_{dep/sub}}_{\text{terme IX}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_i(a)}{\partial t} \right|_{rim}}_{\text{terme VII}} + \underbrace{\left. \frac{\partial f_i(a)}{\partial t} \right|_{melt}}_{\text{terme VIII}} \quad (21)$$

$$\frac{\partial g_{AP,i}(a)}{\partial t} = \underbrace{\left. \frac{\partial g_{AP,i}(a)}{\partial t} \right|_{dyn}}_{\text{terme I}} + \underbrace{\left. \frac{\partial g_{AP,i}(a)}{\partial t} \right|_{nuclice}}_{\text{terme IV}} + \underbrace{\left. \frac{\partial g_{AP,i}(a)}{\partial t} \right|_{dep/sub}}_{\text{terme IX}} + \underbrace{\left. \frac{\partial g_{AP,i}(a)}{\partial t} \right|_{rim}}_{\text{terme VII}} + \underbrace{\left. \frac{\partial g_{AP,i}(a)}{\partial t} \right|_{melt}}_{\text{terme VIII}} \quad (22)$$

Par rapport à EXMIX, la séparation entre les particules d'aérosol et les gouttes dans DESCAM nous oblige à considérer deux processus supplémentaires (qui correspondent au terme III dans les équations précédentes) : d'une part, le passage du réservoir des particules d'aérosol vers celui des gouttes ou « l'activation » et, d'autre part le transfert inverse des gouttes vers les particules d'aérosol que nous nommerons par la suite « désactivation ». De plus, les particules d'aérosol humides sont supposées à l'équilibre dans DESCAM (terme II). A chaque pas de temps, la nouvelle taille d'équilibre des particules d'aérosol est calculée d'après les variations de la sursaturation causées par la dynamique $\left. \frac{\partial s_{v,w}}{\partial t} \right|_{dyn}$. Pour le reste, les mêmes processus que dans le modèle EXMIX

pour la phase liquide (terme V : condensation/évaporation des gouttes, terme VI : collision-coalescence) comme pour la phase glace (terme IV : nucléation, terme VII : givrage, terme VIII : fonte et terme IX : déposition de vapeur) ont été implémentés dans DESCAM. Dans le paragraphe suivant, nous allons donc détailler plus spécifiquement le traitement de l'activation des particules d'aérosol, de la désactivation des gouttes et les considérations relatives à l'hypothèse d'équilibre des particules d'aérosol. Nous passerons plus rapidement sur les autres processus qui ont déjà été décrits pour EXMIX : nous nous contenterons simplement de signaler les différences qui peuvent exister dans la manière de représenter ces processus entre les deux modèles.

3.4 Détail des processus microphysiques – Comparaison avec EXMIX

3.4.1 Activation des particules d'aérosol humides

Les processus d'activation et de désactivation sont régis dans DESCAM par des considérations relatives à la notion de rayon d'activation, une notion qui dérive de l'équation de Koehler (Pruppacher et Klett, 1997).

L'équation de Koehler relie, pour une particule d'aérosol dont le rayon sec r_N est connu, la taille d'équilibre r de cette particule à la sursaturation $s_{v,w}$ qui règne dans le milieu :

$$\ln(1 + s_{v,w}) = \frac{A}{r} - \frac{Br_N^3}{r^3 - r_N^3} \quad (23)$$

avec $A = \frac{2\sigma M_w}{RT\rho_w}$ et $B = \frac{\nu\epsilon\Phi_s M_w \rho_N}{M_s \rho_w}$. Dans le modèle, l'hypothèse $r_N \ll r$ conduit à

l'équation :

$$\ln(1 + s_{v,w}) = \frac{A}{r} - \frac{Br_N^3}{r^3} \quad (24)$$

Le rayon d'activation qui correspond au sommet de la courbe de Koehler (cf. Fig. 1.3) et donc à la condition particulière $\frac{ds_{v,w}}{dr} = 0$, peut alors se calculer de la façon suivante :

$$r_{act}(s_{v,w}, T) = \frac{2A}{3s_{v,w}} \quad (25)$$

La figure 1.3 présente la courbe de Koehler (en trait plein) calculée à l'aide de l'équation (23) pour deux tailles différentes d'aérosol sec. La courbe en pointillés a été tracée en utilisant l'équation de Koehler « simplifiée » (équation (24)) utilisée dans DESCAM. Le rayon d'activation correspondant au sommet de la courbe de Koehler, on peut donc considérer, au vu de la figure 1.3, que l'hypothèse $r_N \ll r$ n'affecte pas le calcul du rayon d'activation.

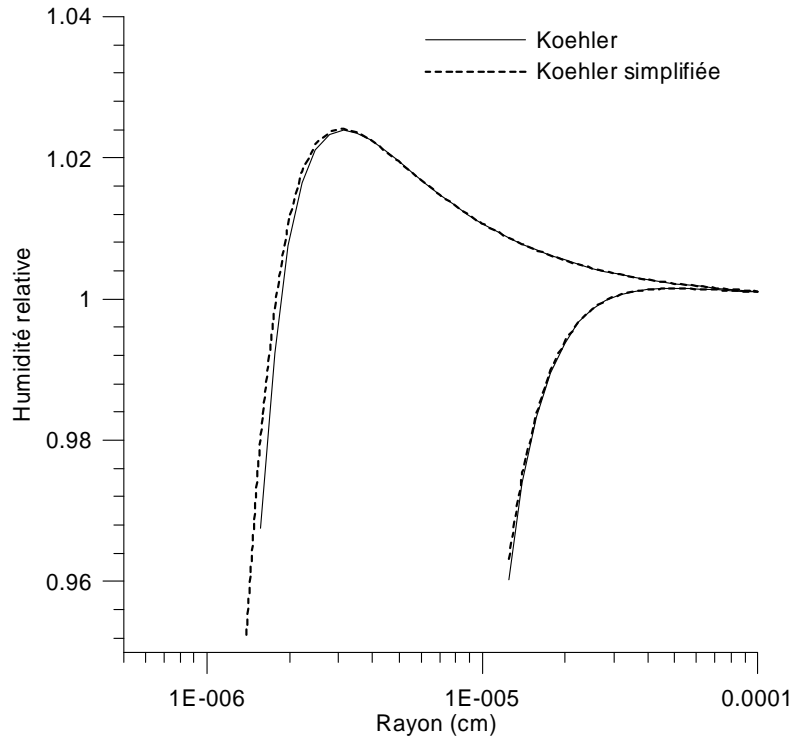


Figure 1.3 : Courbe de Koehler (en noir) pour deux tailles différentes d'aérosol sec ($r_N = 8$ nm et $r_N = 50$ nm). L'équation de Koehler simplifiée conduit à la courbe en pointillés.

Lorsqu'une particule d'aérosol humide atteint la taille d'activation, sa croissance n'est maintenant plus conditionnée par l'augmentation de la sursaturation. Autrement dit, la particule d'aérosol va continuer à grandir tant que l'air ambiant reste sursaturé mais quelque soit l'évolution de la sursaturation (augmentation ou diminution). A partir de ce moment, on n'emploie plus la dénomination « particule d'aérosol humide », on parle de « gouttelette ». Dans DESCAM, le rayon d'activation va donc nous servir de critère pour transformer ou non une particule d'aérosol humide en gouttelette, ou techniquement parlant, pour passer des fonctions $f_{AP}(r_1)$ et $g_{AP,a}(r_1)$ à $f_d(a)$ et $g_{AP,d}(a_1)$ respectivement. Ainsi, toutes les particules d'aérosol humides qui ont un rayon supérieur au rayon d'activation calculé sont transférées dans le réservoir des gouttes.

La figure 1.4 permet de visualiser la réalisation de l'activation dans DESCAM. Entre 1 et 7 μm environ, les grilles des particules d'aérosol humides et des gouttes ont plusieurs classes en commun (dans la configuration « haute résolution » décrite dans le tableau 1.1, 18 classes exactement sont communes à la fois aux particules d'aérosol et aux gouttes, mais, pour ne pas surcharger le schéma de la figure 1.4, seules quelques classes ont été représentées). Le transfert d'un réservoir à un autre se fait donc directement grâce à la correspondance des tailles. Par contre, les particules d'aérosol humides dont la taille est inférieure à 1 μm et qui sont activées, sont toutes placées dans la première classe des gouttes.

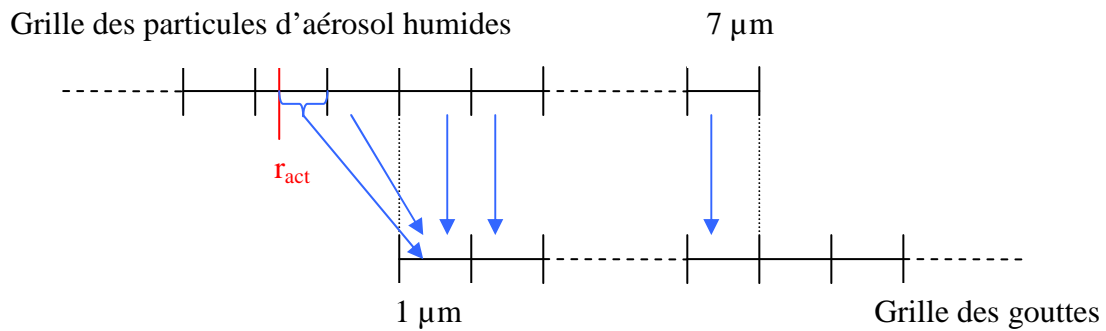


Figure 1.4 : Schéma du transfert des particules d'aérosol humides dans le réservoir des gouttes lors de l'activation.

3.4.2 Désactivation des gouttes

Lorsque des gouttes se retrouvent dans un environnement sous-saturé, DESCAM doit permettre à ces dernières de regagner le réservoir des particules d'aérosol. La désactivation des gouttes dans un air sous-saturé est réalisée d'une façon très proche à celle de l'activation. Le point de départ est encore une fois le calcul du rayon d'activation.

Soit une goutte de rayon a . Comme nous l'avons déjà vu, grâce aux fonctions f et g du modèle DESCAM, nous pouvons avoir accès à la masse moyenne d'aérosol dans les gouttes de cette taille (cf. équation (15)) et en déduire un rayon moyen que nous allons noter ici \bar{r}_N . A partir de la connaissance du rayon de la goutte a et de \bar{r}_N , l'équation de Koehler sous sa forme simplifiée nous permet de remonter au rayon d'activation (pour ce rayon sec particulier \bar{r}_N) :

$$r_{act} = \sqrt{\frac{3B\bar{r}_N^3}{A}} \quad (26)$$

La goutte est désactivée si son rayon après évaporation est inférieur au rayon d'activation (i.e. $a + \left(\frac{da}{dt}\right)dt < r_{act}$). Elle doit alors être transférée dans le réservoir des particules d'aérosol humides.

A l'origine, la désactivation se faisait de façon analogue à l'activation, c'est-à-dire sans changement du rayon humide si la goutte appartenait à une classe commune à la grille des particules d'aérosol et des gouttes. Si la taille humide de la goutte était supérieure à la taille correspondant à la plus grande classe des AP, la goutte était quand même placée dans cette dernière classe. Cependant, ce schéma original a montré une tendance à créer artificiellement des grosses particules d'aérosol. Ce problème et la solution envisagée pour tenir compte de l'hypothèse d'équilibre des particules d'aérosol sont décrits dans l'annexe A.

3.4.3 Croissance des particules d'aérosol humides

Dans DESCAM, les particules d'aérosol humides sont supposées en équilibre à chaque pas de temps. La taille d'équilibre d'une particule d'aérosol humide pour une sursaturation donnée est calculée en utilisant à nouveau la formule de Koehler « simplifiée » (équation 24) qui peut être réécrite sous la forme d'une équation du 3^{ème} degré :

$$x^3 - \frac{A}{B\bar{r}_N^3}x + \frac{\ln(1+s_{v,w})}{B\bar{r}_N^3} = 0 \quad \text{avec } x = \frac{1}{r} \quad (27)$$

Cette équation est résolue de façon analytique, selon la méthode décrite en annexe B.

En réalité, alors que les petites particules d'aérosol grandissent rapidement et atteignent facilement leur taille d'équilibre, les grosses particules d'aérosol ont besoin d'un temps plus long que permis dans les modèles (typiquement de 2 ou 3 secondes) pour atteindre leur taille d'équilibre. Une façon de traiter plus rigoureusement la croissance des particules d'aérosol est de calculer leur vitesse de croissance. Une telle méthode est

utilisée dans le modèle EXMIX. Cependant, plus la particule d'aérosol est petite, plus sa vitesse de croissance est élevée. Le respect du critère de Courant-Friedrich-Lévy dans le schéma explicite pour la solution numérique de la croissance des particules conduit alors à un important fractionnement du pas de temps et en conséquence à un alourdissement notable du modèle. L'hypothèse d'équilibre est donc utilisée dans DESCAM car elle permet un gain en temps de calcul.

De plus, l'utilisation d'une forme simplifiée de l'équation de Koehler permet de calculer simplement le rayon sec r_N connaissant la sursaturation et le rayon humide r :

$$r_N = \left[\frac{r^3}{B} \left(\frac{A}{r} - \ln(1 + s_{v,w}) \right) \right]^{1/3} \quad (28)$$

De cette façon, l'hypothèse de l'équilibre pour les particules d'aérosol humides nous permet de nous affranchir de la fonction $g_{AP,a}(r)$ (équation 18). Elle peut maintenant être recalculée pour chaque pas de temps à l'aide de la formule suivante :

$$g_{AP,a}(r) = f_{AP,a}(r) \rho_N \frac{4}{3} \pi r_N^3 \quad (29)$$

La résolution de l'équation (27) donne le nouveau rayon d'équilibre pour la particule d'aérosol. Cette méthode de détermination de la fonction $g_{AP,a}(r)$ est utilisée dans DESCAM 3D, car elle permet d'éviter le stockage des 39 valeurs de la distribution et le calcul des processus microphysiques et de l'advection de cette fonction sur l'ensemble du domaine (cf. équation 18), d'où un gain de temps évident.

Il faut aussi remarquer que, dans le cas de grosses particules, celles-ci seront les premières activées, et, une fois dans le réservoir des gouttes, leur croissance sera calculée correctement à l'aide des vitesses (cf. paragraphe suivant). Il est donc permis de penser que l'erreur sur la croissance des grosses particules d'aérosol n'aura finalement que peu d'impact sur l'évolution du nuage. La comparaison du modèle DESCAM avec le modèle EXMIX au chapitre 2 nous permettra de conclure sur la validité de cette hypothèse d'équilibre pour les particules d'aérosol.

3.4.4 Croissance des gouttes

La croissance des gouttes par condensation est régie par l'équation suivante (Pruppacher et Klett, 1997) :

$$\left. \frac{dm}{dt} \right|_{wat} = 4\pi a \frac{\left(s_{v,w} - \frac{A}{a} + \frac{Br_N^3}{a^3 - r_N^3} \right)}{\frac{RT}{D_v^* M_w e_{sat,w}} + \frac{L_e}{k_a T} \left(\frac{L_e M_w}{RT} - 1 \right)} \quad (30)$$

D'après l'équation 30, le calcul de la vitesse de croissance nécessite la connaissance du rayon r_N de la particule d'aérosol contenue dans les gouttes. Avec DESCAM, nous connaissons seulement la masse moyenne (cf. paragraphe 3.1, équation 15) et nous avons donc uniquement accès au rayon moyen \bar{r}_N .

La figure 1.5 représente la vitesse de croissance d'une goutte en fonction de son rayon pour deux tailles différentes de particule d'aérosol (20 et 200nm). Pour RH=100.1%, les vitesses deviennent indépendantes de la taille de la particule d'aérosol sèche dès lors que la goutte a dépassé les 6 μm de rayon. Ainsi, à partir de quelques micromètres, la vitesse de croissance des gouttes est quasiment indépendante de la taille de la particule d'aérosol sèche qui est à l'intérieur. L'utilisation d'une valeur moyenne dans DESCAM n'aura vraisemblablement pas de conséquence majeure sur le calcul des vitesses en lui-même.

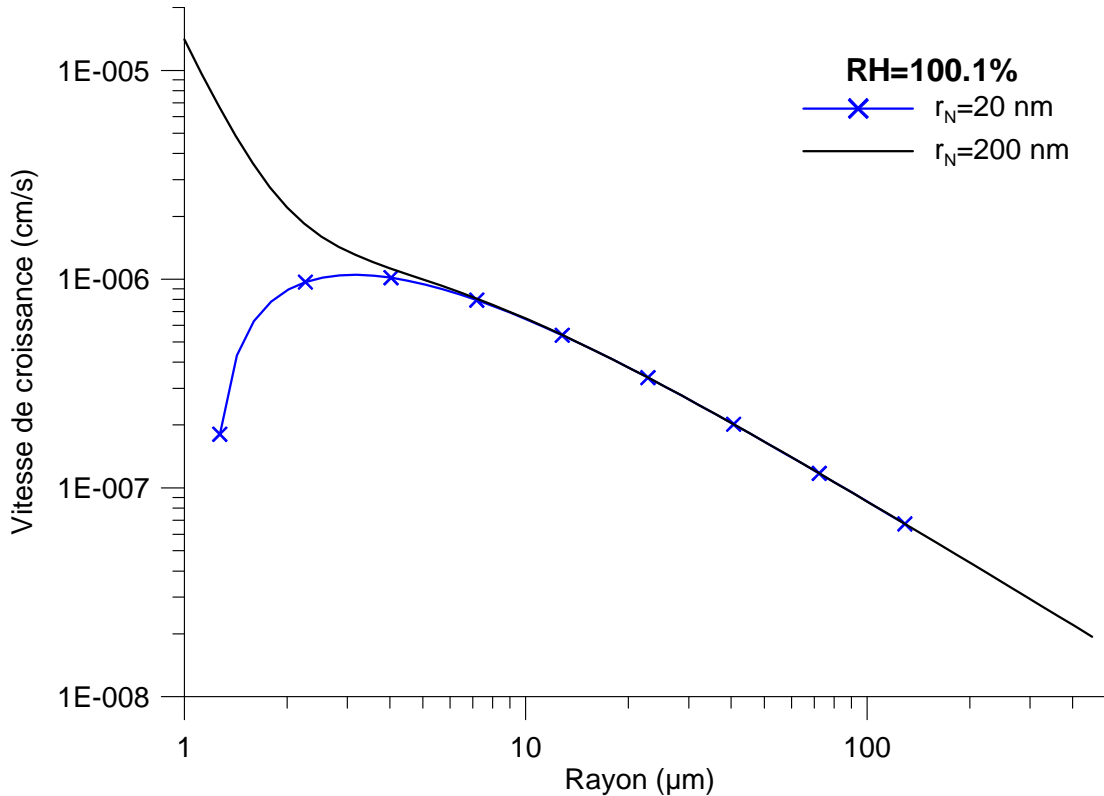


Figure 1.5 : Vitesse de croissance pour RH=100.1% en fonction du rayon humide pour deux particules d'aérosol sèches de tailles différentes (20 nm en bleu et 200 nm en noir).

Des différences entre les modèles DESCAM et EXMIX pour ce qui est de la croissance des gouttes (et plus tard des cristaux de glace) peuvent aussi provenir de la diffusion numérique liée aux schémas d'advection utilisés. EXMIX utilise pour l'advection le schéma de Smolarkiewicz (1983) qui est du deuxième ordre, alors pour DESCAM, l'advection est réalisée à l'aide du schéma de Bott (1989) qui est du quatrième ordre. On peut donc s'attendre à plus de diffusion numérique pour EXMIX, d'où des spectres plus étendus.

La croissance des hydrométéores par condensation/déposition de vapeur est sans aucun doute le processus microphysique le plus délicat à représenter dans un modèle microphysique. En effet, les changements de phase dégagent/consomment de la vapeur et de la chaleur et ils influencent ainsi la sursaturation. Or, les vitesses de croissance des hydrométéores sont justement conditionnées par la valeur de la sursaturation. Le couplage est donc très étroit entre l'évolution de l'humidité relative et la croissance des hydrométéores. A cela se rajoute bien entendu l'évolution dynamique, qui modifie également l'humidité relative dans une couche par le biais de la température et la vapeur d'eau. Ainsi, lorsque la dynamique impose par exemple un important changement de la sursaturation pour un pas de temps donné (par exemple 2 s), le processus de condensation ou d'évaporation doit être traité avec un pas de temps réduit par rapport au pas de temps dynamique (Leporini, 2005). Dans le cas d'une couche qui devient saturée, on évite ainsi la production brutale d'un trop grand nombre de gouttelettes qui pourraient consommer toute la vapeur d'eau disponible et provoquer un retour à un état sous-saturé et par suite une oscillation de la valeur de la sursaturation qui s'amplifie au cours du temps. Ce problème lié aux changements de phase, ainsi que la solution adoptée et sa mise en œuvre dans les modèles DESCAM et EXMIX font l'objet de l'annexe C.

3.4.5 Collision-Coalescence

Comme DESCAM utilise des distributions unidimensionnelles, l'équation stochastique de collection (équation 7) peut être résolue en utilisant soit le schéma de Bott (1998) soit la méthode de Berry et Reinhard (1974). Dans toutes les simulations présentées dans ce manuscrit, le schéma de Bott (1998) a été préféré à celui de Berry et Reinhard (1974) car il conserve bien mieux la masse et il est plus efficace en temps de calcul (Leporini, 2005). Les efficacités de collection pour la collision-coalescence des gouttes sont les mêmes pour DESCAM que pour EXMIX (Hall, 1980). La collision-coalescence ne semble donc pas être à priori une source de différence majeure entre les résultats d'EXMIX et de DESCAM.

3.4.6 Processus microphysiques froids

Afin de minimiser les sources possibles de différences entre les deux modèles, la représentation de la phase glace dans DESCAM a été conçue à partir de celle d'EXMIX. Ainsi, les cristaux sont considérés comme étant de forme sphérique. Ils se forment par nucléation hétérogène suivant la formule de Meyers et al. (1992) (cf. équation 9) et par nucléation homogène en accord avec les travaux de Koop et al (2000) (cf. équation 10).

Le calcul des vitesses de croissance se fait exactement de la même façon dans les deux modèles (équation 12). Le schéma d'advection de Bott (1989) utilisé pour la croissance des gouttes est repris pour la phase glace.

Comme dans le modèle EXMIX, les efficacités de collection goutte-goutte sont utilisées pour le givrage dans le modèle DESCAM. Le givrage est également réalisé à l'aide de la même méthode que celle utilisée pour la collision-coalescence (Bott, 1998).

Au final, on peut donc supposer que la phase glace et les processus microphysiques froids ne seront pas des sources de différences majeures entre les résultats d'EXMIX et de DESCAM.

3.5 Temps de calculs

Comparons rapidement le nombre de variables utilisés par les modèles EXMIX et DESCAM. EXMIX utilise 2 fonctions bidimensionnelles. Ses grilles ont 60 classes pour les masses des particules d'aérosol sèches et 120 pour les grilles des particules humides/gouttes et des cristaux. Au total, ce modèle a donc $2 \times 60 \times 120 = 14400$ variables à traiter.

Avec ses 6 distributions réparties sur des grilles de 60 classes pour les particules d'aérosol et 75 classes pour les gouttes et les cristaux (dans la configuration « haute résolution »), DESCAM en dimension 1D½ utilise 420 variables. Ce chiffre tombe à 195 pour DESCAM 3D car il n'y a plus que 5 distributions (la fonction pour la masse d'AP dans les particules d'aérosol humides $g_{AP,a}$ n'est pas stockée mais recalculée à chaque pas de temps, cf. paragraphe 3.4.3) et les grilles ont maintenant toutes 39 classes.

En plus d'un nombre de variables à traiter bien supérieur, l'utilisation de fonctions bidimensionnelles dans le modèle EXMIX complique aussi la représentation de certains processus microphysiques, comme par exemple la collision-coalescence ou le givrage. Le haut niveau de précision du modèle EXMIX se traduit donc par un temps de calcul important. Pour les simulations du cas de CCOPE présentées dans le chapitre suivant (1h d'intégration avec un pas de temps de 2 s), il faut compter un peu plus d'un 1 jour en linéaire ou autour de 6 heures en parallèle sur 4 processeurs. De tels temps de calculs rendent difficilement envisageable l'utilisation de ce modèle dans une dynamique tridimensionnelle.

En comparaison, la simulation du cas de CCOPE avec DESCAM 1D½ (pas de temps et durée d'intégration identiques à EXMIX) dure moins d'un quart d'heure dans le cas « haute résolution » ; et seulement 6 minutes dans le cas « basse résolution » (i.e. la

configuration utilisée en 3D) sur les machines du CINES[†] (Remarque : les temps donnés ici sont à titre indicatif, ils peuvent varier énormément d'une machine de calcul à l'autre). Du point de vue du temps de calcul, le modèle microphysique DESCAM est donc adapté à une utilisation dans un cadre tridimensionnel. Nous allons maintenant décrire le modèle dynamique 3D de Clark et Hall (1991) auquel le modèle microphysique DESCAM a été couplé, et le modèle 1D½ d'Asai et Kasahara (1967) qui peut être utilisé avec DESCAM comme avec EXMIX.

4 Les modèles dynamiques utilisés

4.1 Le modèle dynamique de Clark et Hall (1991)

4.1.1 Les équations du modèle

Le modèle dynamique que nous utilisons a été développé par Clark (1977, 1979), Clark et Farley (1984) et Clark et Hall (1991). Il s'agit d'un modèle tridimensionnel non hydrostatique et anélastique. Il a été développé pour l'étude de l'atmosphère à méso-échelle et peut être utilisé pour des régions dont la topographie est complexe car la coordonnée verticale est transformée de manière à suivre le terrain. Ce modèle a été utilisé à de nombreuses reprises pour simuler les mouvements de l'air atmosphérique et la formation des nuages (Clark and Gall, 1982, Clark et al., 1994, Brient et al., 1994, 1995, Wobrock et al., 1997, 2003).

Le modèle dynamique s'occupe de la prédiction des trois composantes de la vitesse u, v et w , de la température T et de la quantité de vapeur q_v en résolvant un système couplé d'équations. La masse volumique de l'air ρ et la pression P sont données par des équations diagnostiques. Clark et al (1996) séparent toutes ces variables thermodynamiques en trois composantes :

$$\begin{aligned}\theta &= \bar{\theta}(z) + \theta'(z) + \theta''(\vec{x}, t) \\ T &= \bar{T}(z) + T'(z) + T''(\vec{x}, t) \\ p &= \bar{p}(z) + p'(z) + p''(\vec{x}, t) \\ \rho &= \bar{\rho}(z) + \rho'(z) + \rho''(\vec{x}, t) \\ q_v &= \bar{q}_v(z) + q_v''(\vec{x}, t)\end{aligned}\tag{31}$$

où θ est la température potentielle. Les termes $\bar{()}$ et (\prime) représentent l'état initial de l'environnement en équilibre hydrostatique et horizontalement homogène. Les termes $(\prime\prime)$ sont fonction du temps et de l'espace.

[†] Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur

L'évolution de l'ensemble de ces paramètres est régie par les équations du mouvement, de continuité, de conservation de l'énergie et de la vapeur qui sont données ci-dessous :

$$\bar{\rho} \frac{d\vec{V}}{dt} = -2\bar{\rho}\vec{\Omega} \wedge \vec{V} - \bar{\rho}\vec{V} \frac{p''}{\bar{\rho}} + \bar{k}\bar{\rho}g \left[\frac{\theta''}{\theta} + \left(\frac{R_v}{R_d} - 1 \right) q_v - q_w - q_i \right] + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_i} \quad (32)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \bar{\rho} u_i = 0 \quad (33)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \theta + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} u_i \theta) = \frac{L_e \theta}{c_p \theta} \frac{\delta M_w}{\delta t} + \frac{L_s \theta}{c_p \theta} \frac{\delta M_i}{\delta t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho} K_h \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \right) \quad (34)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} q_v + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} u_i q_v) = - \frac{\delta M_w}{\delta t} - \frac{\delta M_i}{\delta t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho} K_h \frac{\partial q_v}{\partial x_j} \right) \quad (35)$$

τ_{ij} est le tenseur des contraintes décrivant les processus turbulents sous-maille et K_h le coefficient de diffusion turbulente (Rappel : pour la définition des notations utilisées, voir la liste des symboles).

4.1.2 Couplage avec un modèle microphysique

Les équations (32) à (35) font apparaître des termes liés à la microphysique du nuage. Pour la composante verticale du vent (équation 32), on trouve le terme de flottabilité qui traduit l'influence du poids des hydrométéores liquides (q_w) et glacés (q_i) sur les mouvements verticaux. Mais, les processus microphysiques (plus précisément les changements de phase) influencent aussi directement la température et le contenu en vapeur : dans les équations (34) et (35), $\frac{\delta M_w}{\delta t}$ est la masse de vapeur d'eau qui se condense et $\frac{\delta M_i}{\delta t}$ est la masse de vapeur d'eau qui se sublime.

D'autre part, température et quantité de vapeur gouvernent certains processus microphysiques (la croissance des cristaux par déposition de vapeur par exemple) et ces deux paramètres doivent donc être connus par le modèle microphysique. La température et la quantité de vapeur sont donc les deux paramètres qui vont être constamment échangés entre les modèles dynamique et microphysique. Techniquement, à partir de l'état du système au temps t , le modèle dynamique calcule l'état du système au temps $t+dt$ (d'ailleurs, lorsqu'un modèle dynamique est couplé avec un modèle microphysique, le modèle dynamique doit aussi gérer le transport des variables microphysiques). Les nouvelles valeurs de la température et de la quantité de vapeur à $t+dt$ sont utilisées par le modèle microphysique pour calculer les échanges entre les trois phases vapeur, liquide et

glace. Température et quantité de vapeur sont modifiées en conséquence et ré-injectées dans le modèle dynamique avant de passer au pas de temps suivant.

Le modèle de Clark et Hall (1991) a été couplé à un modèle microphysique DESCAM de nuage chaud par Leporini (2005). Pour tout ce qui concerne le développement d'un module de microphysique froide pour compléter le modèle de Leporini (2005), nous avons travaillé d'abord avec un modèle cylindrique (1D½). Nous avons choisi une dimension 1D½ plutôt que parcelle d'air car techniquement, il est plus facile passer d'une dynamique 1D½ à une dynamique 3D que d'un cadre parcelle d'air à un cadre tridimensionnel, étant donné que la coordonnée verticale a déjà été prise en compte. Nous allons maintenant rappeler le fonctionnement d'un modèle cylindrique.

4.2 Le modèle cylindrique

Le modèle dynamique 1D½ considère deux cylindres concentriques d'après Asai et Kasahara (1967) et comme présenté sur la figure 1.6. Le cylindre intérieur représente le nuage convectif, et le cylindre extérieur l'environnement. Dans le cylindre extérieur, la vitesse verticale w_e permet de compenser les forts mouvements ascendants qui ont lieu dans le cylindre nuageux. En utilisant l'équation de continuité et l'herméticité des parois du cylindre extérieur, on obtient la formule suivante pour w_e :

$$w_e = \frac{\sigma^2}{\sigma^2 - 1} w \quad (36)$$

avec $\sigma = \frac{r_1}{r_2}$, r_1 , r_2 sont respectivement les rayons des cylindres intérieur et extérieur, et w

la vitesse dans le cylindre intérieur. Le rayon du cylindre extérieur r_2 est choisi comme dix fois supérieur à celui du cylindre intérieur r_1 . En conséquence, les vitesses verticales dans le cylindre extérieur restent faibles et l'environnement peut être considéré comme étant au repos. L'évolution des variables thermodynamiques (pression, température, humidité) et des paramètres microphysiques n'est donc calculée que dans le cylindre nuageux.

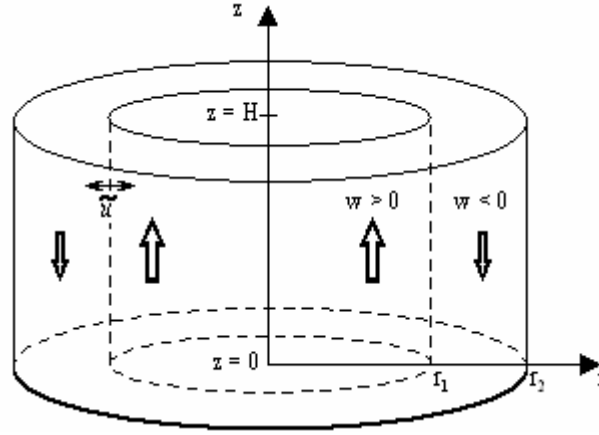


Figure 1. 6 : Schéma du modèle dynamique.

En coordonnées cylindriques, les équations décrivant l'évolution de l'air nuageux (équation de continuité, équation du mouvement, première loi de la thermodynamique, et conservation de la vapeur) dans le cylindre intérieur s'écrivent :

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{2}{r_1} \tilde{u} = 0 \quad (37)$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} = -\frac{\partial(w \rho w)}{\partial z} - \frac{2}{r_1} \rho \tilde{w} \tilde{u} + \frac{2}{r_1} \alpha^2 \rho |w_e - w| (w_e - w) + \left(\frac{\theta_v - \theta_{ve}}{\theta_{ve}} - (q_c + q_i) \right) \rho g \quad (38)$$

$$\frac{\partial(\rho \theta)}{\partial t} = -\frac{\partial(w \rho \theta)}{\partial z} - \frac{2}{r_1} \rho \tilde{\theta} \tilde{u} + \frac{2}{r_1} \alpha^2 \rho |w_e - w| (\theta_e - \theta) + \frac{L}{c_p} \frac{\partial \rho q_v}{\partial t} \Big|_{mic} + Q \quad (39)$$

$$\frac{\partial(\rho q_v)}{\partial t} = -\frac{\partial(w \rho q_v)}{\partial z} - \frac{2}{r_1} \rho \tilde{q}_v \tilde{u} + \frac{2}{r_1} \alpha^2 \rho |w_e - w| (q_{ve} - q_v) + \frac{\partial \rho q_v}{\partial t} \Big|_{mic} \quad (40)$$

(L'indice e est associé aux variables de l'environnement)

L'équation (37) est simplement une réécriture de l'équation de continuité si l'on néglige les variations temporelles de la densité. Pour les équations (38) à (40), le premier terme à droite de l'égalité représente le transport vertical et, à ce propos, les cylindres sont découpés en 100 couches de 100 m de hauteur. Outre les échanges entre chaque couche, le modèle permet les échanges entre les deux cylindres d'après Cotton (1975) et Emde et Kahlig (1989), d'où le terme proportionnel à la vitesse radiale à l'interface des cylindres \tilde{u} . Le modèle prend également en compte le mélange turbulent dû au cisaillement vertical à la frontière entre les deux cylindres : il s'agit du troisième terme à droite de l'égalité où α est le coefficient de turbulence. Ainsi, ce modèle ne peut pas être considéré comme strictement unidimensionnel, c'est pourquoi on parle de modèle 1D½. Enfin, mis à part le terme Q qui représente le chauffage au sol nécessaire pour provoquer une ascendance et la formation du nuage dans le cylindre intérieur, les termes restants dans les équations (38) à (40) sont liés à la microphysique du nuage (voir paragraphe 4.1.2).

Enfin, dans le cas du modèle 1D½, l'équation pour un paramètre microphysique f_{mic} (par exemple, une distribution en nombre comme celle d'EXMIX pour les gouttes $f_{wat}(m, m_{AP})$) à transporter s'écrit :

$$\frac{\partial f_{mic}}{\partial t} = -\frac{\partial((w + U_\infty)f_{mic})}{\partial z} - \frac{2}{r_1} \tilde{f}_{mic} \tilde{u} + \frac{2}{r_1} \alpha^2 |w_e - w| (f_e - f_{mic}) + \frac{\partial f_{mic}}{\partial t} \Big|_{mic} \quad (41)$$

5 Conclusions

Le modèle 3D à microphysique détaillée DESCAM-3D a été conçu pour améliorer les connaissances sur l'action des processus microphysiques dans les nuages mais aussi plus spécifiquement pour étudier l'interaction particules d'aérosol - nuage. En effet, 3 distributions (sur 5 au total) dans DESCAM-3D sont vouées à la description des particules d'aérosol interstitielles et résiduelles. L'utilisation des deux distributions $g_{AP,d}$ et $g_{AP,i}$ permet de conserver la masse d'aérosol et de les décrire plus précisément certains processus microphysiques comme l'évaporation des gouttes.

Avec les processus microphysiques chauds et froids, il est maintenant possible d'étudier les nuages convectifs avec DESCAM-3D même si la modélisation de la phase glace reste un domaine à améliorer. Par exemple, les cristaux sont supposés de forme sphérique dans DESCAM-3D. Avec DESCAM en dimension 1D½, on peut utiliser plusieurs distributions pour les cristaux de glace sans alourdir trop le modèle (un premier essai se trouve en annexe D). Chaque fonction sera alors associée à une forme de cristaux précise. Cependant, la gestion des transferts possibles entre les différentes formes de cristaux n'est pas forcément évidente. Ainsi, dans quelle catégorie doit-on « ranger » un cristal de forme quelconque qui a collecté quelques gouttes ? De manière plus générale, on touche ici les problèmes liés à la gestion de l'évolution de la masse volumique de la glace en fonction de la forme et sous l'effet des différents processus. On peut également envisager l'amélioration de la représentation de certains processus comme la fonte des cristaux ou encore l'ajout de l'agrégation des cristaux de glace (Mioche, 2006). Pour ces études, les modèles 1D½ à microphysique détaillée sont très utiles, car il est bien plus rapide et plus facile de tester l'impact d'un nouveau processus dans une dynamique simplifiée avant de l'ajouter dans le modèle tridimensionnel.

En 3D, pour conserver des temps de calculs raisonnables, des simplifications ont été adoptées dans le modèle DESCAM, pour la phase glace comme pour la phase liquide. Ainsi, les particules d'aérosol humides sont considérées comme étant toujours à l'équilibre. De plus, les résolutions des grilles microphysiques ont dû être dégradées. Le chapitre suivant est consacré à l'évaluation des conséquences possibles de ces simplifications, par comparaison entre les résultats de DESCAM 1D½ et ceux du modèle

EXMIX (qui traite les particules d'aérosol de façon encore plus détaillée) pour un même cas d'étude.

Chapitre 2

Comparaison des modèles microphysiques EXMIX et DESCAM

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le niveau de détail pour la microphysique est plus élevé pour le modèle microphysique EXMIX que pour DESCAM. Il nous a donc semblé intéressant de comparer les performances de ces deux modèles en simulant un cas de nuage convectif. La comparaison des résultats des deux modèles nous permettra d'évaluer la pertinence des hypothèses faites dans le modèle DESCAM. Enfin, EXMIX ayant déjà montré ces capacités pour rendre compte de l'impact du spectre des particules d'aérosol sur les caractéristiques d'un nuage (Leroy et al., 2006), il nous permettra d'appréhender la sensibilité du modèle DESCAM à ce même spectre, toujours par comparaison avec les résultats d'EXMIX.

Pour faciliter la comparaison entre les deux modèles, les configurations utilisées seront calquées les unes sur les autres, notamment en ce qui concerne la résolution des grilles pour les différents hydrométéores. Cependant, dans une dynamique tridimensionnelle, suite à des contraintes au niveau du temps de calcul et de la mémoire, la résolution des grilles du modèle DESCAM va être dégradée (voir tableau 1.1 du chapitre 1). Dans ce chapitre, nous avons également testé l'impact d'une réduction dans la résolution des grilles sur les résultats du modèle DESCAM. Nous pensons ainsi pouvoir conclure quant à la fiabilité des résultats que l'on pourra obtenir par la suite dans le modèle DESCAM 3D. Les résultats de ce chapitre ont fait l'objet d'une publication (Leroy et al., 2007a).

Ce chapitre est divisé en 5 parties. Dans la première partie, nous allons présenter le cas d'étude qui a été choisi et la procédure d'initialisation des modèles. Dans la deuxième partie, nous nous consacrerons à l'étude du problème posé par la représentation du

processus d'activation de DESCAM 1D $\frac{1}{2}$. La solution adoptée pour résoudre ce problème et les améliorations qui ont été constatées par la suite dans les résultats sont également décrites. Cette nouvelle version du modèle DESCAM est ensuite comparée à EXMIX dans une troisième partie afin de montrer le bon accord entre les deux modèles. Enfin, la quatrième et la cinquième partie traitent respectivement de la sensibilité du modèle DESCAM au spectre initial des particules d'aérosol et à la résolution des grilles.

1 Le cas d'étude – Initialisation des modèles

Pour pouvoir conclure sur les impacts réels des différences entre les modèles EXMIX et DESCAM, nous avons choisi de simuler avec DESCAM 1D $\frac{1}{2}$ un cumulonimbus observé dans le cadre de la campagne CCOPE* et décrit par Dye et al. (1986). Trois avions ont traversé le nuage à différentes altitudes et un planeur est monté dans l'ascendance principale. Les réflectivités et le déplacement du nuage mesurés par deux radars doppler complétaient le jeu de données expérimental. Au début de la période d'observations, le nuage est un cumulus mediocris avec une base vers 3.9 km d'altitude, une sommet autour de 6.5 km et des vents verticaux faibles. Puis une ascendance large s'organise, avec des vents verticaux supérieur à 15 m s $^{-1}$ entre 6 et 7 km, et provoque la formation d'une tour convective dont le sommet atteint 10.5 km. Ensuite une enclume se forme mais l'activité convective diminue et le nuage se dissipe sous forme d'une traînée de précipitation. L'analyse des mesures aéroportées a montré que les précipitations se sont formées principalement via la phase glace, et c'est pourquoi ce cas a déjà été utilisé pour tester la représentation de la phase glace dans EXMIX (Leroy et al., 2006).

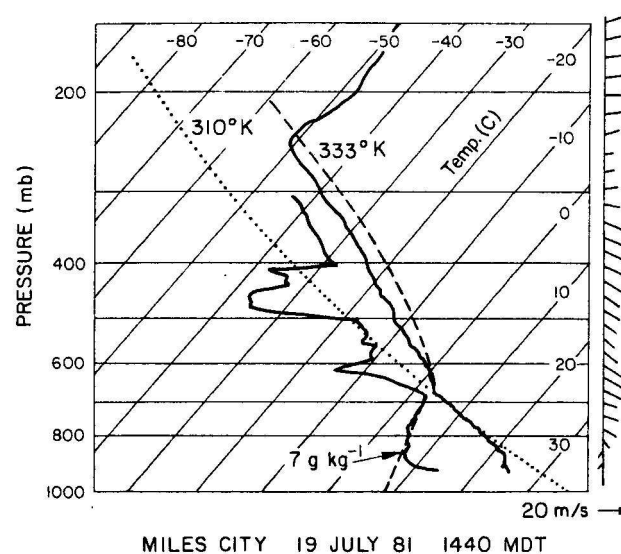


Figure 2.1 : Sondage de Miles City du 19 Juillet 1981 (Dye et al., 1986).

* Cooperative Convective Precipitation Experiment

Pour simuler ce nuage convectif, les modèles EXMIX et DESCAM 1D½ sont initialisés de la même façon. Les conditions thermodynamiques sont données par le sondage de Miles City du 19 Juillet 1981 (cf. Fig. 2.1). Ce jour là, un anticyclone faible est présent, rendant possible le développement de cellules convectives isolées. Le sondage de Miles City (cf. Fig. 2.1) montre ainsi un faible cisaillement de vent en altitude et une instabilité modérée qui laisse penser que des nuages convectifs vont pouvoir se développer jusqu'à 11 km d'altitude (240 hPa). La convection est déclenchée par un chauffage de +2.3 °C au sol pendant les 10 premières minutes d'intégration. La résolution verticale est fixée à 100 m.

Les spectres des particules d'aérosol utilisés sont représentés sur la figure 2.2. Comme aucune mesure concernant les particules d'aérosol (nombre, taille, composition chimique...) n'a été faite pour ce cas de CCOPE, nous avons utilisé les spectres de Jaenicke (1988) qui sont constitués de trois fonctions lognormales. Les particules d'aérosol sont supposées être du sulfate d'ammonium de masse volumique 1.77 g cm^{-3} et totalement soluble ($\varepsilon_s = 1$). Le spectre de type continental a été utilisé pour les simulations décrites dans les paragraphes 3 et 5. Les résultats avec le spectre marin font l'objet du paragraphe 4.

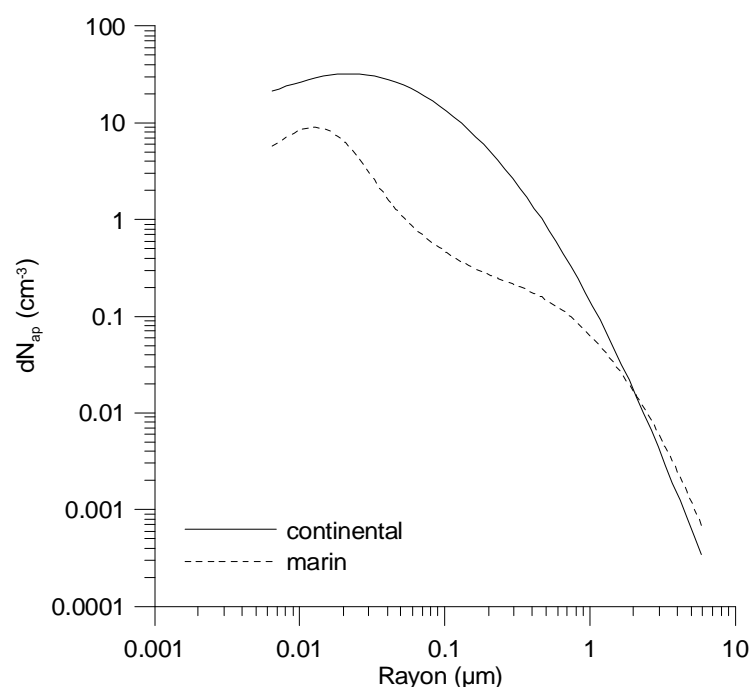


Figure 2.2 : Spectres initiaux des particules d'aérosol d'après Jaenicke (1988). En trait continu, le spectre est de type continental, en pointillés de type marin.

D'après les paragraphes 2 et 3 du chapitre 1, la principale différence entre EXMIX et DESCAM concerne la phase liquide et le traitement des particules d'aérosol humides. Dans le paragraphe suivant, nous allons nous focaliser sur les conséquences possibles des simplifications effectuées dans DESCAM en nous appuyant sur des résultats particuliers

obtenus lors des simulations du cas de CCOPE. Les résultats plus généraux sur le cas de CCOPE seront présentés au paragraphe 3.

2 Le problème de l'activation des particules d'aérosol

Dans ce paragraphe, nous allons étudier le processus d'activation en adoptant le plan suivant. Tout d'abord, nous allons exposer les problèmes soulevés par l'analyse et la comparaison des résultats de DESCAM avec EXMIX pour le cas de CCOPE et nous en rechercherons les causes. Ensuite nous détaillerons les solutions envisagées et les modifications apportées au modèle DESCAM. Enfin nous évoquerons quelles sont les améliorations induites par ces modifications.

2.1 Problème inhérent au schéma d'activation de DESCAM

La figure 2.3 représente l'évolution en fonction du temps du nombre des gouttes et de l'humidité relative par rapport à l'eau à 3500 m d'altitude. On voit clairement l'effet de l'activation dans DESCAM. Entre $t=660$ et $t=686$ s, le nombre des gouttes augmente progressivement dans les deux modèles. Tant que la couche reste sous-saturée, l'activation ne peut avoir lieu dans DESCAM. Des gouttes sont progressivement transportées depuis les couches inférieures vers la couche étudiée et leur nombre augmente régulièrement. A $t=688$ s, la saturation est atteinte dans la couche étudiée et l'activation des particules d'aérosol humides peut avoir lieu. Cela se traduit par une brutale augmentation du nombre des gouttes dans la couche (de 117 cm^{-3} à 280 cm^{-3}). Avec le modèle EXMIX, on voit seulement un changement dans la pente de la courbe du nombre des gouttes en fonction du temps (cf. Fig. 2.3b) quand l'humidité relative est supérieure à 100% et qu'elle augmente (i.e. pour les pas de temps $t=688$ s et $t=690$ s). A $t=692$ s, l'humidité relative est stabilisée et la pente du nombre en fonction du temps se radoucit pour EXMIX. L'augmentation du nombre est de nouveau principalement la conséquence du transport vertical. Lorsque le nombre de gouttes dans la couche est enfin stabilisé (autour de 740 s, cf. Fig. 2.3a), on constate que DESCAM a certes quelques gouttes de moins qu'EXMIX (376 cm^{-3} au lieu de 382 cm^{-3}), mais la différence entre les deux modèles est finalement peu significative. La représentation de l'activation semble fonctionner correctement dans les basses couches. Voyons ce qu'il en est dans les altitudes plus élevées.

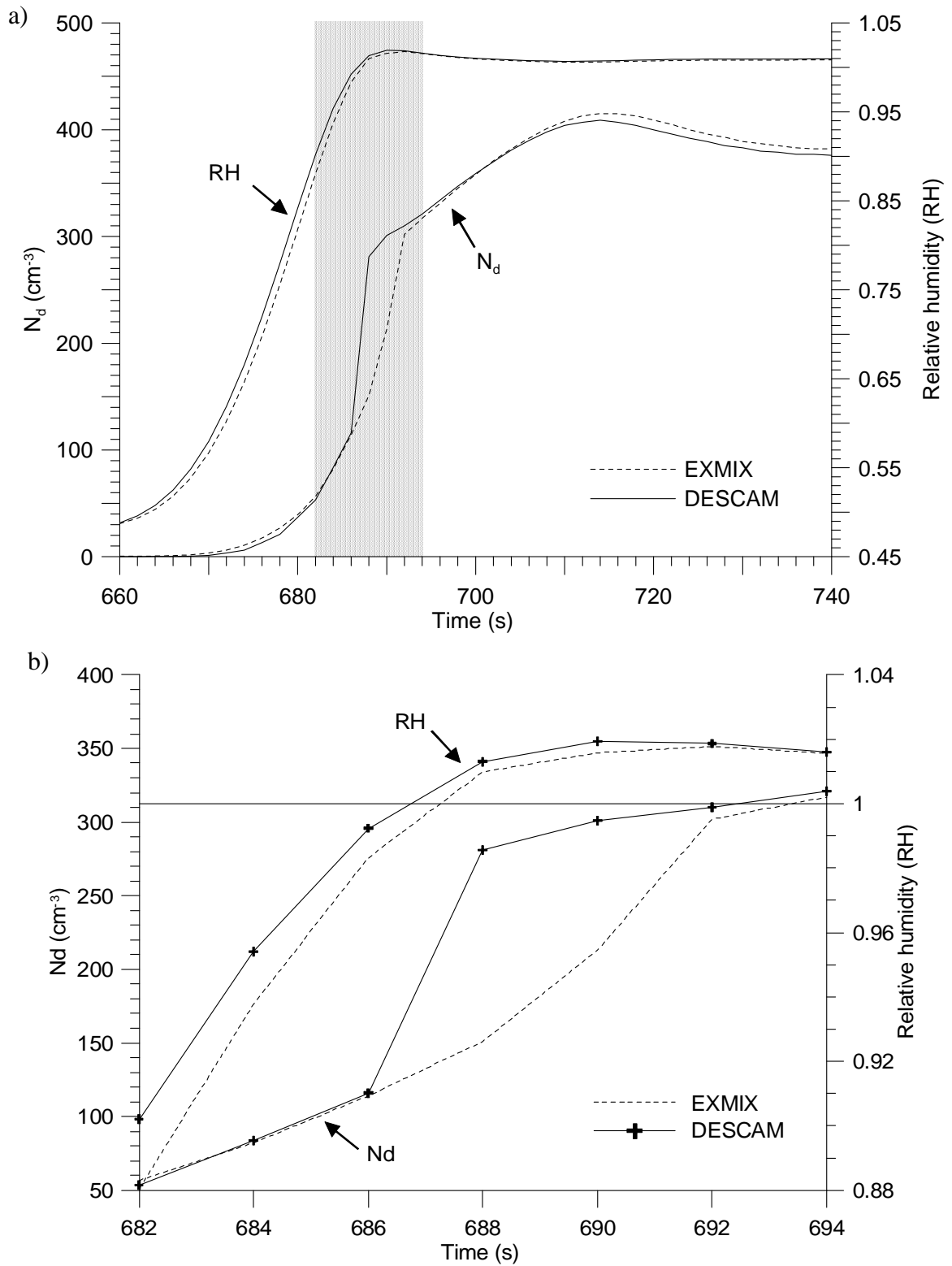


Figure 2.3 : Nombre total des gouttes N_d et humidité relative (RH) en fonction du temps à 3.5 km d'altitude pour le modèle EXMIX (traits pointillés) et DESCAM (trait continu). La figure 2.3a couvre un intervalle de temps de $t=660$ s à $t=740$ s tandis que la figure 2.3b se concentre sur le passage de la sous- à la sursaturation (de $t=682$ s à $t=694$ s). La figure 2.3b correspond à la partie de la figure 2.3a en grisé.

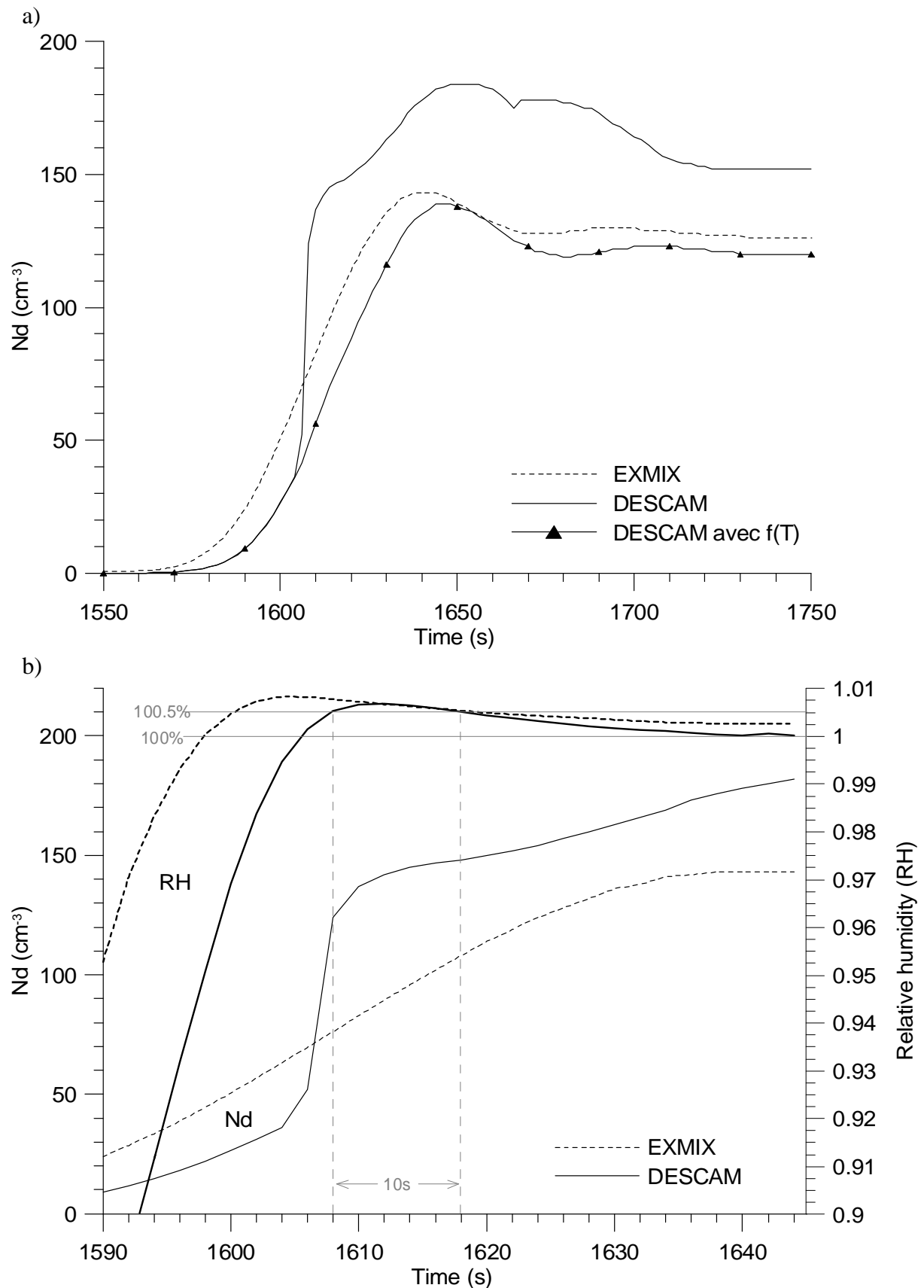


Figure 2.4 : a) Evolution du spectre des gouttes à 7.5 km d'altitude. Les résultats du modèle EXMIX sont tracés en pointillés, ceux du modèle DESCAM en trait continu. Le cas « DESCAM avec f(T) » est décrit au paragraphe 2.3. b) Zoom sur le passage de la sous- à la sursaturation. L'évolution de l'humidité relative a été ajoutée.

La figure 2.4a montre l'évolution du nombre des gouttes pour les modèles EXMIX et DESCAM à 7.5 km d'altitude. La figure 2.4b montre en plus du nombre des gouttes, l'évolution de l'humidité relative à 7.5 km entre 1590 et 1645 s. Par rapport à la figure 2.3b, la sursaturation atteint au maximum 0.8% contre 2% à 3.5 km. Entre 1600 s et 1620 s, on voit clairement l'augmentation brutale du nombre des gouttes dans DESCAM liée à l'activation des particules d'aérosol lorsque la sursaturation est atteinte. A ce moment, la courbe pour DESCAM se sépare nettement de celle correspondant à EXMIX et, vers 1750 s, on a à peu près 30% de gouttes en plus dans DESCAM par rapport à EXMIX. Le schéma d'activation de DESCAM conduit ainsi à des résultats assez différents en terme du nombre de gouttes produites dans les hautes altitudes. Une discussion sur l'origine de ce résultat et une proposition d'amélioration sera proposée aux paragraphes 2.2 et 2.3 suivants.

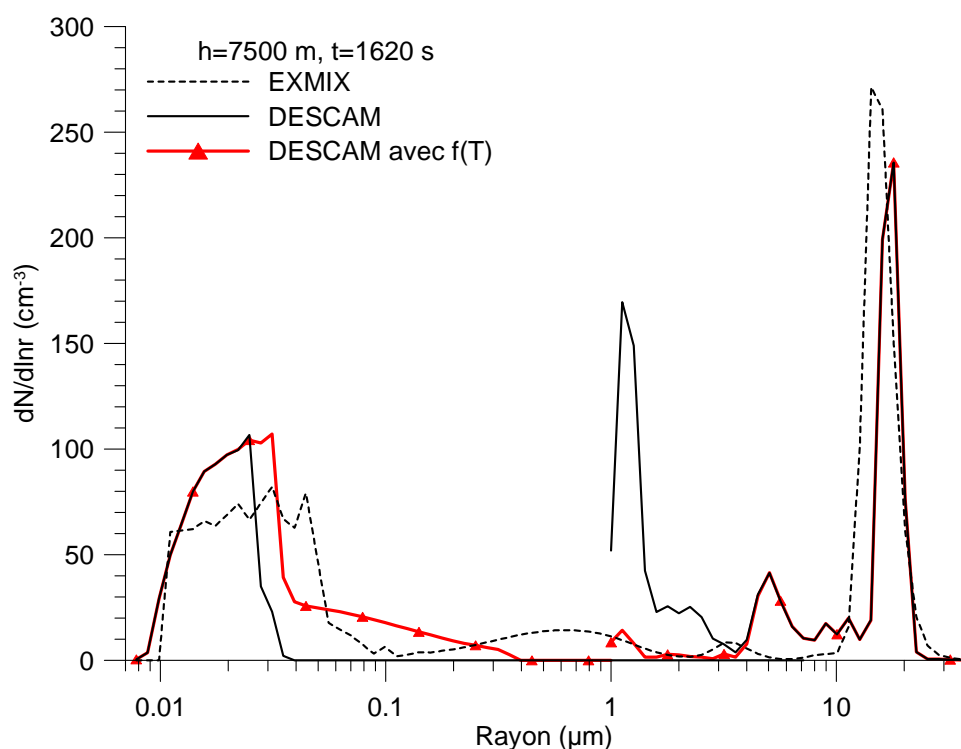


Figure 2.5 : Spectres des particules d'aérosol humides et des gouttes à 7500 m d'altitude et après 27 minutes. Le spectre en pointillés est celui simulé par EXMIX, celui en trait plein, par DESCAM. Le cas « DESCAM avec $f(T)$ » en rouge est décrit aux paragraphes 2.3 et 2.4.

Les spectres des particules d'aérosol humides et des gouttes à 7.5 km d'altitude après 27 minutes d'intégration sont tracés sur la figure 2.5. Pour les gouttes, on a bien le pic principal autour de 15-20 μm dans les deux modèles, mais pour les plus petites tailles (1-4 μm), les spectres sont très différents. Dans les résultats du modèle DESCAM, les particules d'aérosol qui ont été activées une dizaine de secondes auparavant sont clairement visibles : on a un pic très important juste au-dessus de 1 μm (qui correspond à

un nombre de gouttes de $\frac{dN}{d \ln r} * d \ln r \approx (170 + 150) * 0.1155 \approx 37 \text{ cm}^{-3}$ sur un total de 90 cm^{-3} !). Il n'y a pas d'équivalent dans les spectres simulés par le modèle EXMIX.

En ce qui concerne les spectres des particules d'aérosol humides, celui simulé par DESCAM s'arrête brutalement autour de 40 nm. Pour EXMIX, on a des particules d'aérosol humides en nombre important jusqu'à 50 nm, mais les classes entre 50 nm et 2 μm ne sont pas totalement vides à l'inverse de DESCAM. On dénombre même 38 particules d'aérosol humides par cm^3 entre 50 nm et 2 μm , ce qui correspond au nombre de gouttes qui se trouvent dans les premières classes de la grille chez DESCAM.

Vu la conception différente des deux modèles, on peut raisonnablement faire l'hypothèse que les vitesses de croissance (qui sont calculées par le modèle EXMIX) des particules d'aérosol humides autour de 300-400 nm sont trop faibles pour qu'elles atteignent la taille de 1 μm pendant le pas de temps de 2 s. EXMIX conserve donc des particules dans la région 100 nm – 1 μm . Pour DESCAM, les choses sont différentes : l'activation des particules d'aérosol n'est fonction que de la sursaturation. Il n'y a pas de considération relative à la cinétique de croissance des particules d'aérosol humides dans la représentation de l'activation. Cependant, nous devons également tenir compte du fait que l'activation dans DESCAM connaît des résultats tout à fait satisfaisants près de la base du nuage. Pour expliquer les problèmes rencontrés dans les hautes altitudes nous faisons l'hypothèse suivante : les vitesses de croissance des particules d'aérosol sont fortement réduites lorsque la température est basse. Le paragraphe suivant est consacré à l'étude de l'influence de la température sur les vitesses de croissance afin de juger de la validité de cette hypothèse.

2.2 Etude de la cinétique de croissance des particules d'aérosol en fonction de la température

Pour cette étude, nous considérons deux tailles pour les particules d'aérosol sèches : 20 nm et 200 nm. Les particules d'aérosol sont toujours considérées comme étant composées de sulfate d'ammonium soluble à 100%. Initialement, les particules d'aérosol (de 20 ou 200 nm) sont considérées comme étant à l'équilibre sous une humidité relative de $\text{RH}_{\text{ini}}=99\%$ et ont donc un rayon humide $r_{\text{eq},99\%}$. Nous supposons maintenant que ces particules se trouvent dans un air ambiant où règne une humidité relative RH supérieure à 100% et une température T et ces deux paramètres sont fixés. Avec ces données, il est maintenant possible de calculer les vitesses de croissance et de faire grandir les particules d'aérosol humides en conséquence. De cette façon, nous pouvons obtenir le temps mis par une particule d'aérosol initialement à l'équilibre pour $\text{RH}_{\text{ini}}=99\%$ pour atteindre la taille 1

μm en fonction des conditions thermodynamiques imposées (RH et T). Les résultats sont tracés sur la figure 2.6. Il est clair que le temps mis pour que les particules d'aérosol atteignent la taille $1\text{ }\mu\text{m}$ à partir de leur taille d'équilibre à 99% est dépendant de la température. Cette dépendance est d'ailleurs plus forte pour les petites particules (Fig. 2.6a) que pour les grosses (Fig. 2.6b).

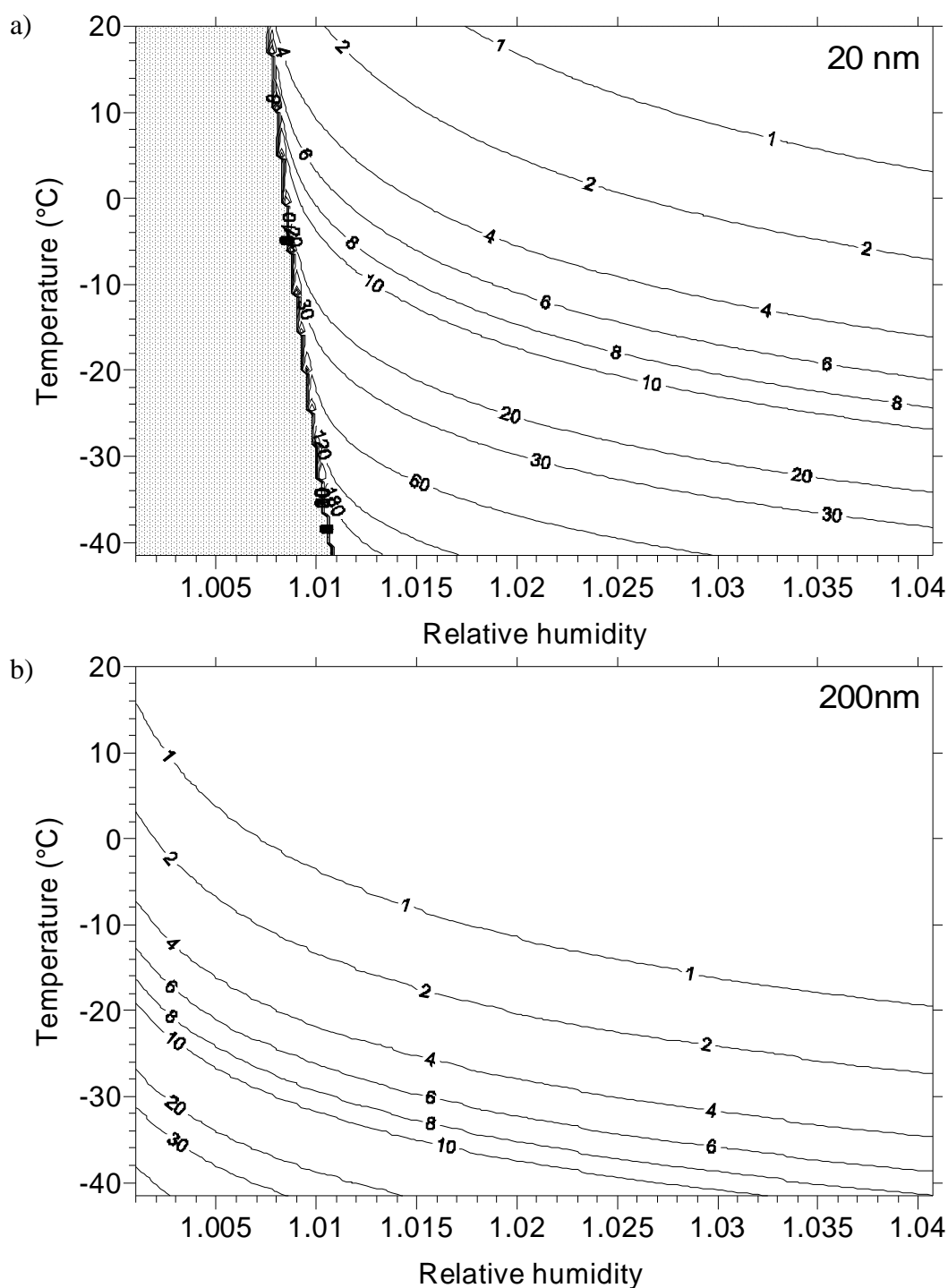


Figure 2.6 : Temps nécessaire (en s) pour que les particules d'aérosol de 20 nm (Fig. 2.6a) et de 200 nm (Fig. 2.6b) atteignent la taille $1\text{ }\mu\text{m}$ par croissance par déposition de vapeur à partir de leur taille d'équilibre à 99%, en fonction de l'humidité relative et de la température. La zone en grisé sur la Fig. 2.6a correspond aux cas où l'humidité relative est trop faible pour que la particule soit activée.

Revenons à notre simulation du cas de CCOPE. A 3.5 km, la température est légèrement inférieure à 0 °C et la sursaturation est autour 1.5% au moment où a lieu l'activation dans DESCAM (cf. Fig. 2.3b). Sous ces conditions, le rayon sec d'activation correspondant est de 14 nm. D'après la figure 2.6a, une particule d'aérosol humide de 20 nm a besoin d'environ 4 s pour passer de sa taille d'équilibre à 99% à une taille de 1 µm (le même calcul pour 14 nm conduit à une valeur légèrement supérieure à 4 secondes). Or, d'après la figure 2.3b, le nombre de gouttes simulé par EXMIX retrouve une valeur proche de DESCAM autour de 692 s, soit 4 secondes après l'activation. Ainsi à 3.5 km, les nombres de goutte simulés par EXMIX et DESCAM restent généralement cohérents entre eux car la sursaturation reste autour de 1.5% pendant plusieurs pas de temps et les vitesses de croissance des particules d'aérosol à 0°C sont assez grandes pour que les particules activées atteignent la taille 1 µm pendant ce laps de temps dans le modèle EXMIX.

A 7.5 km, le température est maintenant de l'ordre de -30 °C et la sursaturation reste autour de 0.5% (cf. Fig. 2.4b). Le rayon sec d'activation est maintenant 32 nm. Une figure construite sur le même principe que la figure 2.6 mais pour 32 nm ressemblerait étroitement à celle pour 20 nm. Cependant, les particules de 32 nm sont activées pour des sursaturations un peu plus faibles que celle de 20 nm et l'ensemble des courbes de la figure 2.6a apparaîtrait comme décalé vers la gauche, et la zone en grisé serait donc réduite. Le calcul pour 32 nm conduit au résultat suivant : à -30 °C, il faut plus de 3 minutes à une particule de 32 nm pour passer de sa taille d'équilibre à 99% à une taille de 1 µm lorsque la sursaturation est fixée à 0.5% ! On peut donc penser que pour qu'EXMIX produise le même nombre de gouttes que DESCAM, il faudrait que la sursaturation reste autour de 0.5% pendant plus de 3 minutes. Or, d'après la Fig. 2.4b, l'humidité relative reste autour de 100.5% pendant environ 10 secondes à 7.5 km, car la vapeur est rapidement consommée par les gouttes. Dans le modèle EXMIX, les plus petites particules n'atteindront pas la taille 1 µm à cause de leur vitesse de croissance trop faible. En ce qui concerne les plus grosses particules, le temps mis par une particule de 200 nm pour passer de sa taille d'équilibre à 99% à 1 µm est de 14 secondes (cf. Fig. 2.6b), ce qui reste encore supérieur au temps pendant lequel la sursaturation reste autour de 0.5% dans le modèle (10 secondes) ! Ainsi, même les particules de 200 nm ont peu de chance d'atteindre la taille 1 µm dans le modèle EXMIX. C'est pourquoi un certain nombre de particules d'aérosol humides sont présentes entre 200 nm et 1 µm dans le modèle EXMIX (cf. Fig. 2.5).

Ainsi, les vitesses de croissance des particules d'aérosol humides sont fortement dépendantes de la température, ce qui n'est quasiment pas le cas du rayon d'activation qui est lui principalement déterminé par la sursaturation. Lorsque les vitesses de croissance

sont élevées, mettre les plus petites particules activées dans la plus petite taille des gouttes (1 μm) est une hypothèse acceptable et c'est pourquoi l'activation dans DESCAM donne des résultats raisonnables dans les basses couches (à température « chaude »). Par contre, lorsque on s'élève en altitude et que la température diminue, il n'est plus possible pour les particules d'aérosol d'atteindre la taille 1 μm pendant les quelques secondes où l'humidité relative reste élevée car leur vitesse de croissance est trop faible. Le schéma d'activation de DESCAM va donc produire des toutes petites gouttes qui en tout état de cause n'auraient pas lieu d'être. Si nous voulons améliorer la simulation du nombre des gouttes dans les hautes altitudes dans le modèle DESCAM, nous devons donc chercher à limiter l'activation lorsque la température diminue.

2.3 Solution proposée

La figure 2.7 montre l'évolution du rapport $v(0^\circ\text{C})/v(T)$ (vitesse de croissance à 0°C sur vitesse à la température T) en fonction de la température. Pour les deux tailles de particules d'aérosol sèches (20 et 200 nm), deux valeurs d'humidité relative sont testées : une valeur assez élevée (102%) et une valeur plus faible mais pour laquelle la particule est activée dans toute la gamme de température considérée sur la figure 2.6 (de 20°C à -40°C). D'après la figure 2.7, la valeur du rapport $v(0^\circ\text{C})/v(T)$ est légèrement dépendante de la taille de la particule d'aérosol. Par contre, pour une taille donnée, la valeur choisie pour la sursaturation a peu d'influence sur les courbes. De manière générale, on peut retenir comme ordre de grandeur qu'autour de -40°C , la vitesse de croissance des particules d'aérosol est à peu près 30 fois plus petite qu'à 0°C .

Afin de limiter l'activation aux faibles températures, nous proposons d'utiliser ce rapport entre les vitesses pour « corriger » la taille limite d'activation en fonction de la température. Techniquement, l'allure des courbes de la figure 2.7 est très semblable quelque soit la taille choisie pour la particule d'aérosol et quelque soit la sursaturation. Elle peut être approximée à l'aide d'un polynôme d'ordre 4 (avec T en degrés Celsius ici):

$$\frac{v(0^\circ\text{C})}{v(T)} \cong P(T) = 1.13 + 0.0634 T + 0.0259 T^2 + 1.22 \cdot 10^{-3} T^3 + 2.78 \cdot 10^{-5} T^4 \quad (42)$$

La taille limite d'activation des particules d'aérosol humides est maintenant donnée par la formule :

$$r_{act\lim} = r_{act}(s_{v,w}, T) f(T) \quad (43)$$

où la fonction $f(T)$ est construite à partir du polynôme $P(T)$ et d'une température limite T_{lim} à partir de laquelle la correction du rayon d'activation se met en place. La fonction

$f(T)$ est donc définie de la façon suivante:

$$\begin{aligned} f(T) &= 1 && \text{si } T \text{ est supérieur à } T_{\text{lim}} \\ f(T) &= 1 + P(T) - P(T_{\text{lim}}) && \text{sinon.} \end{aligned} \quad (44)$$

Dans le cas de CCOPE, un bon accord entre les modèles DESCAM et EXMIX a été obtenu avec $T_{\text{lim}} = -20$ °C. La courbe $f(T)$ correspondante est visible sur la figure 2.7.

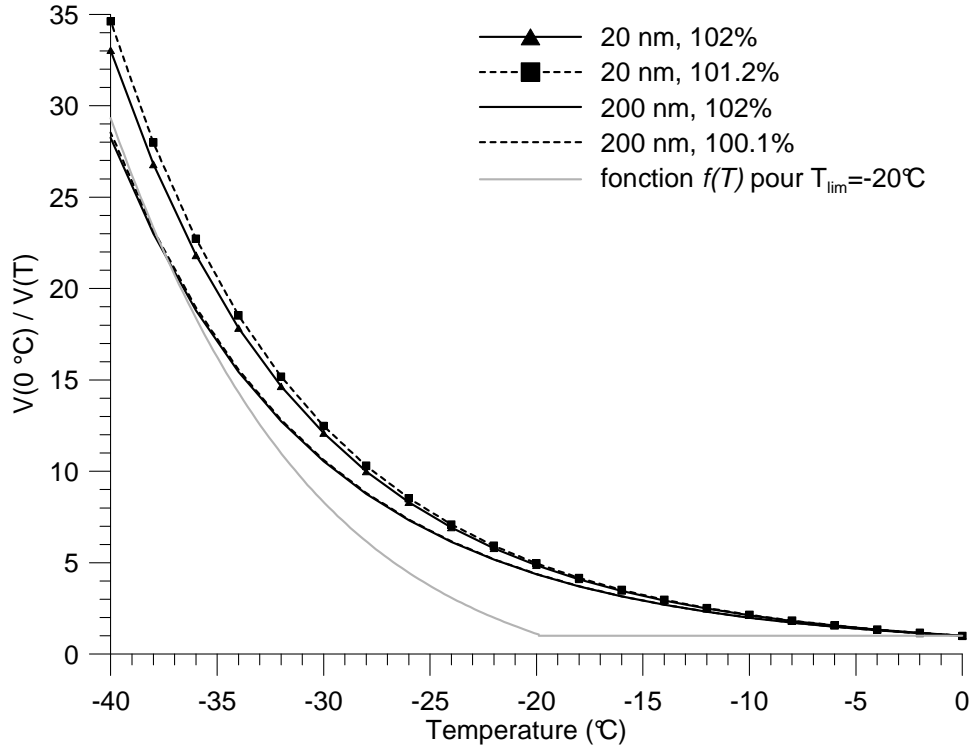


Figure 2.7 : Rapport entre la vitesse de croissance d'une particule à la température $T=0$ °C sur cette même vitesse à la température T , en fonction de la température T et pour plusieurs valeurs de la sursaturation et deux tailles de particules d'aérosol (20 et 200 nm).

2.4 Impact sur les résultats

L'évolution du nombre des gouttes en fonction du temps à 7.5 km lorsque le facteur de correction en température $f(T)$ est appliqué dans DESCAM a été ajoutée sur la figure 2.4a. On a maintenant un bien meilleur accord entre les résultats de DESCAM et d'EXMIX aussi bien du point de vue de l'allure des courbes que du point de vue du nombre total de gouttes simulé. Sur la figure 2.5, on remarque à la fois l'absence du pic des gouttes autour de 1 μm et la présence de particules d'aérosol humides jusqu'à 400 nm quand on utilise la fonction $f(T)$ dans DESCAM. L'activation à 7.5 km a bien été limitée. A partir de la taille 4 μm , les spectres des gouttes simulés par DESCAM sont superposés que l'on utilise ou non le facteur $f(T)$. Il s'agit donc de gouttes qui ont été transportées depuis des couches inférieures où la température est plus élevée et l'activation fonctionne correctement.

La figure 2.8 montre les spectres des gouttes à 7.5 km et après 37 minutes d'intégration dans DESCAM avec et sans la correction de l'activation en fonction de la température. Sans le facteur $f(T)$, le spectre des gouttes montre un maximum autour de 3 μm , maximum qui est absent quand on utilise le facteur $f(T)$. Cette différence dans l'allure des spectres se reflète dans le calcul du rayon moyen : 17 μm pour DESCAM avec $f(T)$ mais seulement 13 μm pour DESCAM sans $f(T)$. Néanmoins, les valeurs du contenu en eau et du rayon effectif déduites de ces deux spectres sont peu différentes, car ces paramètres sont principalement déterminés par les grandes gouttes.

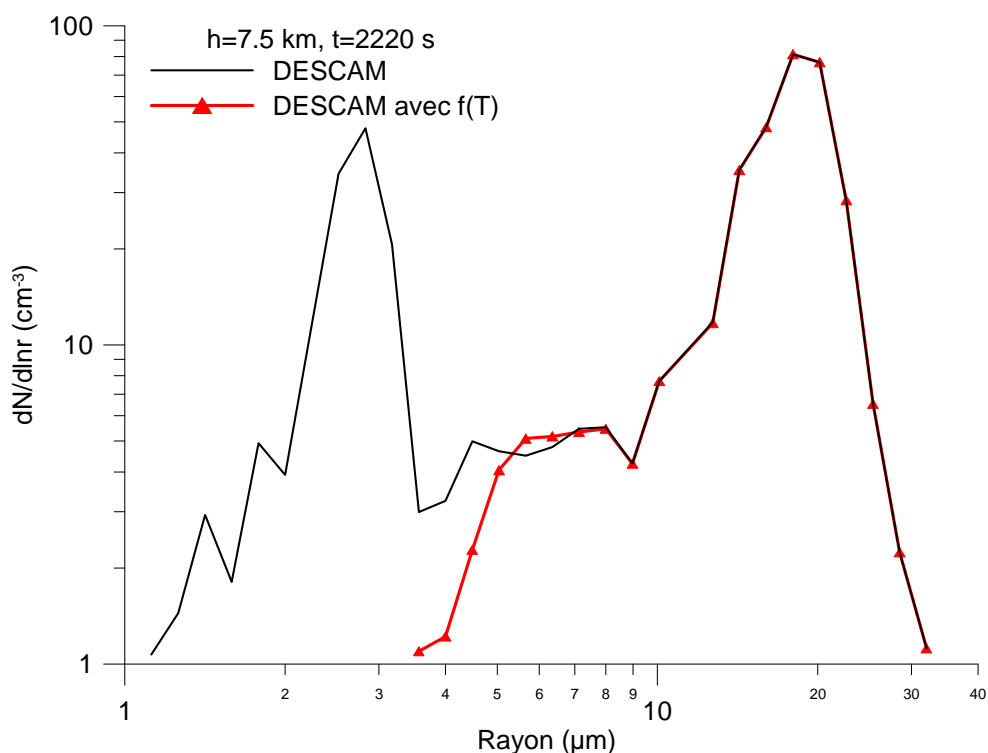


Figure 2.8 : Spectres des gouttes à 7.5 km après 37 minutes d'intégration pour le modèle DESCAM avec et sans correction de la nucléation des gouttes pour les basses températures.

Le cas de CCOPE est un nuage en phase mixte. Il convient donc de s'intéresser également à la phase glace : est-il possible que la surestimation du nombre des gouttes dans les hautes altitudes entraîne une surestimation du nombre des cristaux ? La figure 2.9 montre l'évolution du nombre des cristaux de glace à 7.5 km. Contrairement à ce qui se passe pour les gouttes, le nombre des cristaux est presque inchangé avec ou sans correction du processus d'activation avec le facteur $f(T)$. A 7.5 km, la température est d'environ -30 °C. De ce fait, la nucléation homogène n'est pas encore active et seule la nucléation hétérogène est à considérer. La sursaturation par rapport à la glace atteint la valeur maximale de 35% à cette altitude. D'après la formule de Meyers et al. (1992) (cf. chapitre 1, équation 9), 0.05 cristaux par cm^{-3} vont être produits, à comparer aux 130 gouttes par cm^{-3} qui sont présentes (pour EXMIX, cf. Fig. 2.4a). Dans le cas de la

nucléation hétérogène, la sursaturation est le facteur limitant le nombre de cristaux produits. Le nombre de cristaux est donc indépendant du nombre de gouttes présentes dans la couche et de ce fait, on n'a pas de surestimation du nombre des cristaux dans DESCAM même quand le processus d'activation pour les gouttes n'est pas corrigé en fonction de la température.

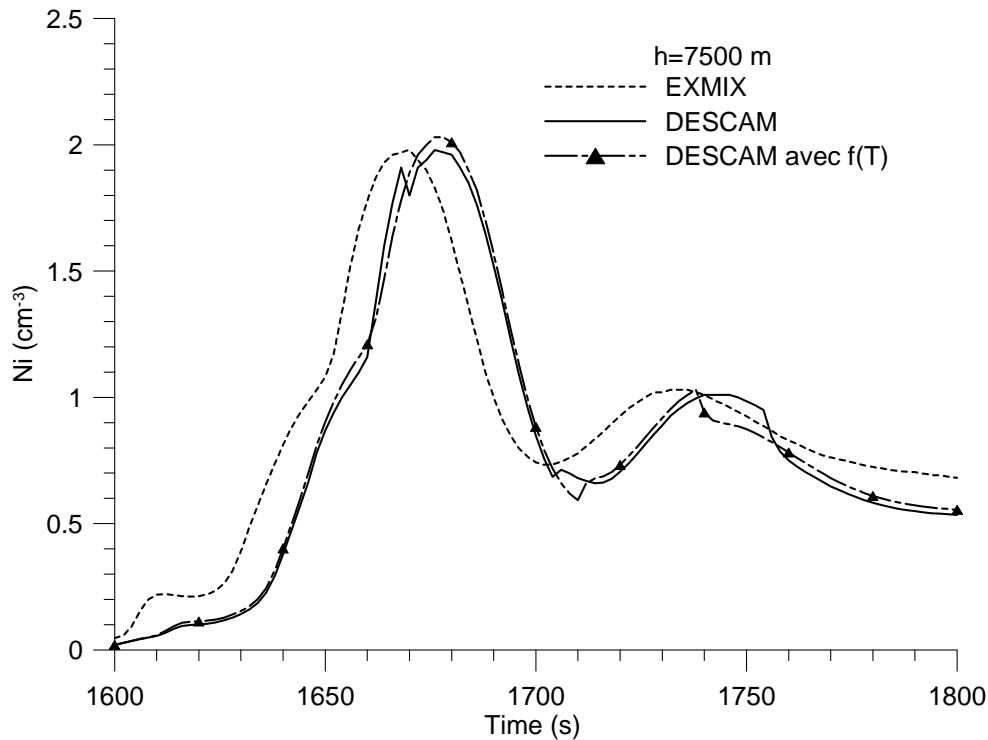


Figure 2.9 : Nombre des cristaux (cm^{-3}) à 7.5 km en fonction du temps.

Pour les altitudes supérieures à 8 km, la nucléation homogène est maintenant à considérer. A 8.5 km, 70 gouttes par cm^{-3} sont présentes mais seulement 6 cristaux par cm^{-3} sont nucléés. Ainsi, même la nucléation homogène ne produit qu'un petit nombre de cristaux comparé au nombre de gouttes qui sont présentes. De plus, Monier et al. (2006) ont étudié différentes façons de représenter la nucléation homogène dans le modèle EXMIX et ont montré que, quelque soit le schéma utilisé, la congélation des gouttes les plus grosses est favorisée au détriment des petites tailles. La production incorrecte de petites gouttes par le schéma d'activation dans les hautes altitudes ne semble donc pas avoir de conséquences sur la formation des cristaux.

La surestimation du nombre des gouttes ne se propage donc pas à la phase glace par les processus de nucléation. Les gouttes en trop restant petites, elles influencent également peu les processus de collision-coalescence et de givrage. Les cumuls de pluie au sol sont donnés dans le tableau 2.1. On note une légère diminution du cumul quand l'activation est corrigée en fonction de la température. C'est dans le cas marin que la

différence est la plus marquée mais elle ne porte toutefois que sur les dixièmes de mm. L'impact final sur la précipitation au sol est donc limité.

Tableau 2.1 : Cumul de pluie au sol (mm) dans DESCAM selon que l'on utilise ou pas le facteur $f(T)$.

	Cas continental		Cas maritime	
	3200s	3600s	3200s	3600s
Avec $f(T)$	0.62	1.24	2.17	2.55
Sans $f(T)$	0.64	1.28	2.26	2.68

Cependant cette dernière conclusion est difficilement généralisable. Elle dépend étroitement de la formule utilisée pour décrire la nucléation hétérogène ainsi que du type de nuage simulé. Enfin, dans une dynamique $1D\frac{1}{2}$, une bonne partie des gouttes nucléées en trop dans les hautes altitudes est perdue par échange avec le cylindre extérieur. Il est donc possible que la correction de l'activation puisse avoir des impacts plus importants dans un modèle 2D ou 3D.

Finalement, la nouvelle version du modèle DESCAM $1D\frac{1}{2}$ se différencie donc essentiellement de la version originale de part le traitement des processus d'activation. Les modifications apportées permettent une représentation plus réaliste du processus d'activation dans les régions où règnent des basses températures et évitent ainsi de surestimer le nombre des gouttes dans les hautes altitudes. Ces travaux sur la dépendance de l'activation des particules d'aérosol en fonction de la température ont d'ailleurs fait l'objet d'une publication (Leroy et al., 2007a). Cette nouvelle version de DESCAM sera utilisée dans toute la suite de cette étude. Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus pour la simulation du cas de CCOPE avec les modèles EXMIX et DESCAM.

3 Simulation du cas de CCOPE – Comparaison des résultats d'EXMIX et DESCAM $1D\frac{1}{2}$

3.1 Valeurs intégrales

Les figures 2.10 et 2.11 représentent respectivement l'évolution du contenu en eau en fonction du temps d'intégration et de l'altitude par rapport au sol pour les modèles DESCAM et EXMIX. De la même façon, le contenu en glace est tracé sur les figures 2.12 et 2.13. Les hydrométéores dont le rayon est inférieur à $40\text{ }\mu\text{m}$ sont dits « nuageux », ceux dont le rayon est supérieur à $40\text{ }\mu\text{m}$, « précipitants ». De manière générale, les figures 2.10 et 2.11, et 2.12 et 2.13 sont très similaires, mais il est intéressant de pointer quelques différences.

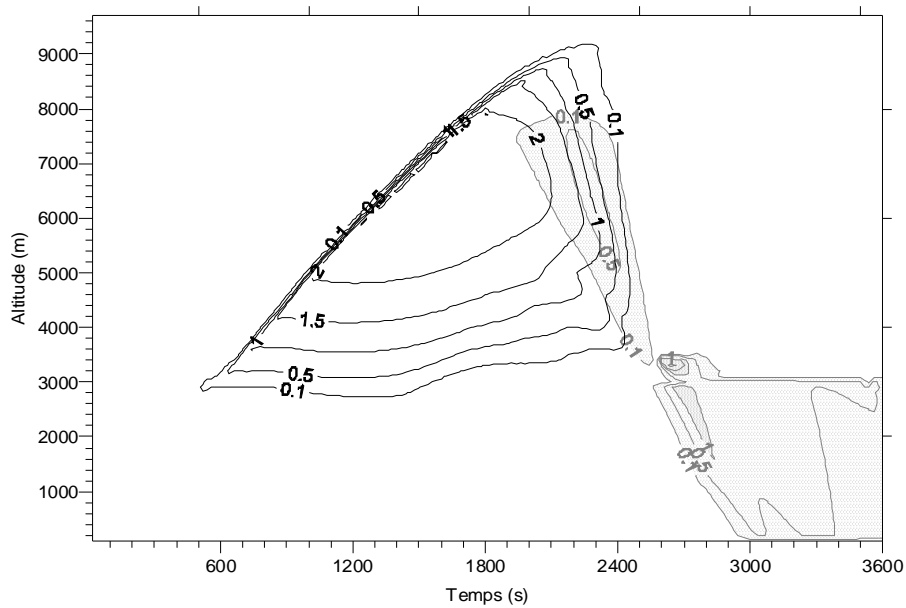


Figure 2.10 : Contenu en eau nuageuse (lignes noires) et précipitante (aire et traits gris) en g m^{-3} en fonction de l'altitude et du temps d'intégration pour la simulation du cas de CCOPE avec DESCAM.

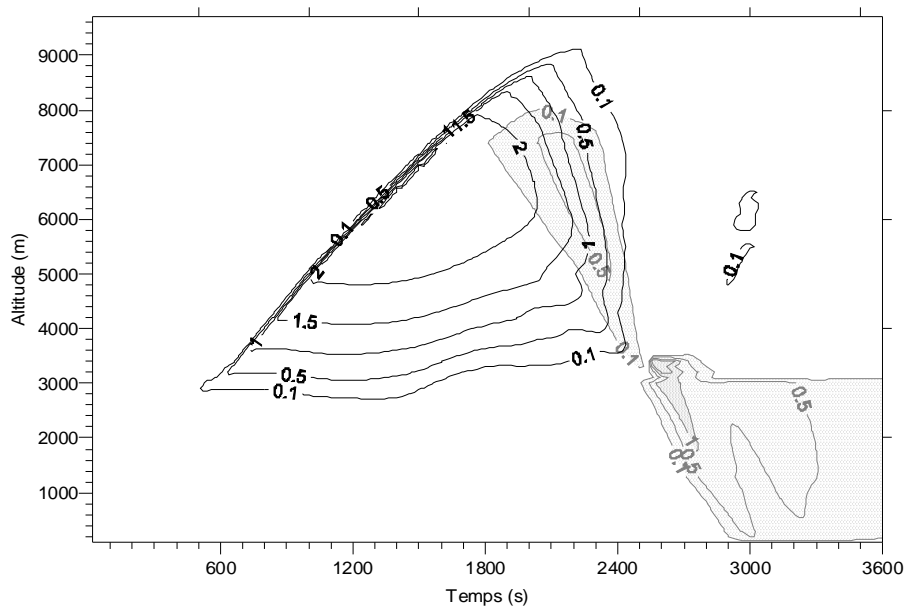


Figure 2.11 : Analogue à la figure 2.10 mais pour le modèle EXMIX.

Ainsi, en comparant les figures 2.10 et 2.11, on note que l'eau nuageuse disparaît un peu plus vite dans DESCAM par rapport à EXMIX, dans les couches supérieures à 6000 m. Par exemple, à 7 km le contenu en eau nuageuse passe sous les 0.1 g m^{-3} après 2400 s d'intégration dans DESCAM (cf. Fig. 1.10) contre 2450 s d'intégration dans EXMIX (cf. Fig. 1.11). L'eau précipitante apparaît légèrement plus tard dans DESCAM (1950 s à 7.6 km d'altitude) que dans EXMIX (1800 s à 7.4 km). La dernière différence à noter concerne l'averse simulée. Dans les deux modèles, les gouttes de pluie atteignent le sol autour de 3000 s et l'averse dure jusqu'à la fin de l'intégration (3600 s). Cependant, dans

le modèle DESCAM, le contour 0.5 g m^{-3} d'eau précipitante atteint le sol au cours de deux vagues successives (autour de 3000 s et 3200 s). Dans le cas d'EXMIX, ce même contour n'atteint le sol qu'une seule fois au début de l'averse (3000 s). Vers 3200 s, il s'arrête à l'altitude 600 m. On peut donc logiquement s'attendre à ce que le cumul total de pluie au sol en fin de simulation soit légèrement supérieur dans DESCAM.

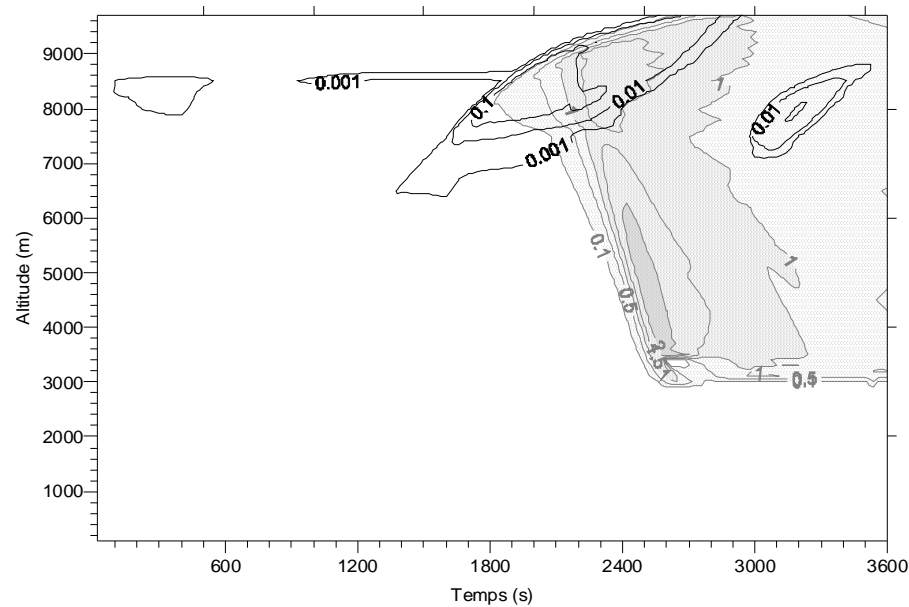


Figure 2.12 : Contenu en glace nuageuse (traits noirs) et précipitante (aire et traits gris) en g m^{-3} en fonction de l'altitude et du temps d'intégration pour la simulation du cas de CCOPE avec le modèle DESCAM.

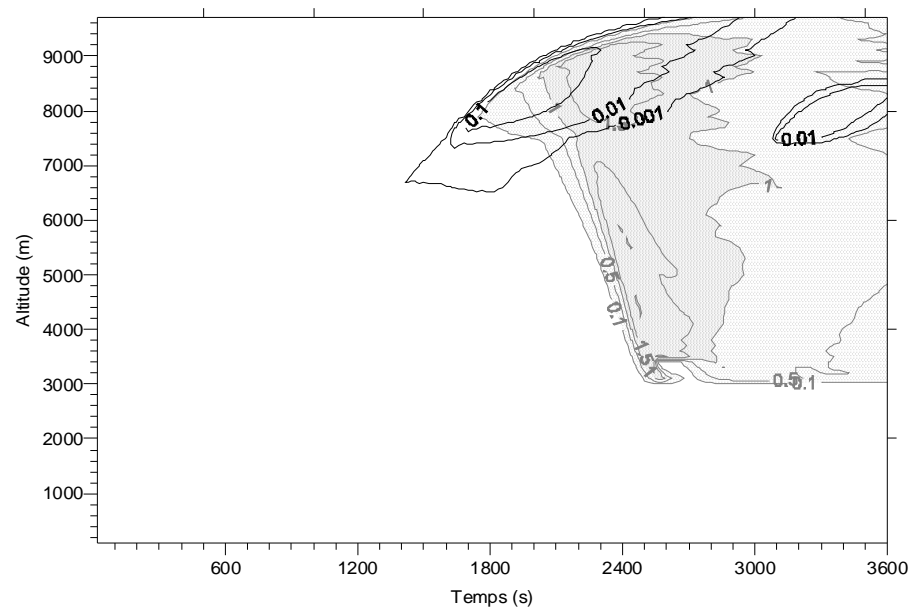


Figure 2.13 : Analogie à la figure 2.12 pour le modèle EXMIX.

Dans les deux modèles, la glace nuageuse est très minoritaire comparée à la glace précipitante (cf. Figs. 2.12 et 2.13). Le modèle DESCAM produit cependant des petits cristaux de glace autour de 8.5 km vers 1000 s, soit bien avant l'arrivée de l'ascendance dans ces couches (vers 1800 s). Le contenu en glace précipitante dans le nuage atteint une

valeur un peu plus élevée dans le modèle DESCAM (2.2 g m^{-3} contre 2.1 g m^{-3} pour EXMIX). La zone où le contenu en glace précipitante est supérieur à 2 g m^{-3} est bien plus étendue dans DESCAM. Les 2 g m^{-3} de glace précipitante sont atteints dans les couches entre 3.6 et 6.2 km autour de 2500 s pour DESCAM, alors que le contour 2 g m^{-3} n'est pas visible sur les résultats d'EXMIX (cf. Fig. 2.13). De plus, entre 2800 et 3300 s, le contour 1 g m^{-3} arrive quasiment au niveau 0°C (altitude : 3200 m) dans la figure 2.12, ce qui n'est plus le cas pour EXMIX pour cet intervalle de temps (cf. Fig 2.13). Une masse plus importante de glace arrive donc au niveau de la base du nuage. Ceci est très probablement à l'origine de la différence concernant le contour 0.5 g m^{-3} pour l'eau précipitante à 3200 s (contour qui atteint le sol dans DESCAM, voir Fig. 2.10 mais qui s'arrête à 600 m dans EXMIX, voir Fig. 2.11).

Globalement, les résultats des deux modèles sont donc très semblables en ce qui concerne le nuage que ce soit pour la phase liquide ou pour la phase glace. On note cependant que la phase glace est présente plus longtemps en quantités supérieures à 1 g m^{-3} dans DESCAM. En conséquence, l'averse simulée qui a pour origine la fonte des cristaux est légèrement différente d'un modèle à l'autre.

Après ces remarques très générales, nous allons maintenant étudier les spectres des hydrométéores.

3.2 Spectres des gouttes - Influence de l'ordre du schéma d'advection

La figure 2.14 montre les spectres des gouttes à 3500 m et après 16 et 20 minutes d'intégration. Les échelles en ordonnées et en abscisses sont linéaires, ce qui permet de mieux détecter les différences dans les spectres. De manière générale, les résultats des deux modèles sont cohérents entre eux. On remarque cependant que le spectre des gouttes simulé par DESCAM est plus étroit que celui d'EXMIX et qu'il est toujours légèrement déplacé vers la droite par rapport à celui d'EXMIX. Le maximum des gouttes dans DESCAM correspond à une taille supérieure d'environ $1 \mu\text{m}$ à celle pour EXMIX.

Les distributions des gouttes à 7000 m et à $t=25$ et 35 minutes pour les deux modèles sont présentées sur la figure 2.15. Avec l'altitude, les spectres de gouttes sont encore déplacés vers les grandes tailles. En effet, dans les hautes couches le spectre des gouttes est formé essentiellement de gouttes qui ont été transportées depuis les couches du dessous. Or, nous venons de voir que ce déplacement vers les grandes tailles est déjà visible à 3500 m. Ainsi, dans les hautes altitudes, le transport vertical dans DESCAM amène des gouttes qui sont déjà sensiblement plus grandes que pour EXMIX.

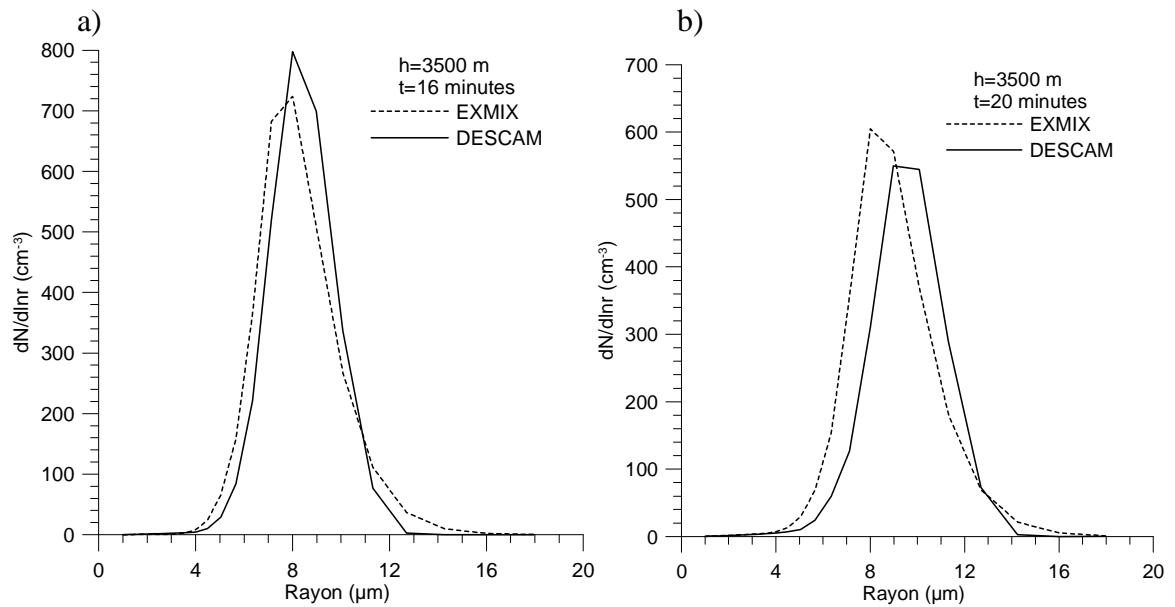


Figure 2.14 : Spectres des gouttes simulés par DESCAM (trait continu) et par EXMIX (courbe en pointillés) à 3500 m d'altitude après 16 minutes (Fig. 2.14a), et 20 minutes d'intégration (Fig. 2.14b).

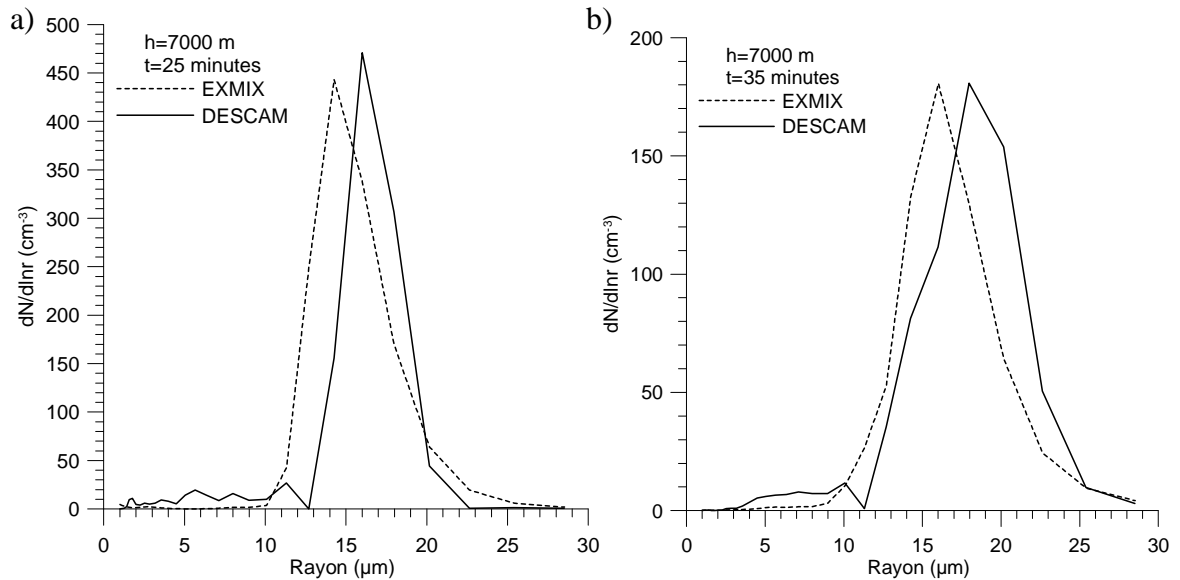


Figure 2.15 : Spectres des gouttes à 7000 m après 25 minutes d'intégration (Fig. 2.15a) et 35 minutes d'intégration (Fig. 2.15b).

Pour expliquer ces différences entre les spectres simulés par DESCAM et ceux simulés par EXMIX, nous avons envisagé un effet de la diffusion numérique provoquée par les schémas d'advection qui réalisent la croissance des hydrométéores. On rappelle que le schéma de Bott (1989) utilisé dans DESCAM est d'ordre 4 alors que celui de Smolarkiewicz (1983), utilisé dans EXMIX, est d'ordre 2. Afin de tester l'influence de l'ordre du schéma d'advection sur les spectres simulés par les deux modèles, un calcul a été effectué en remplaçant le schéma de Bott (1989) par celui de Smolarkiewicz (1983) dans le modèle DESCAM.

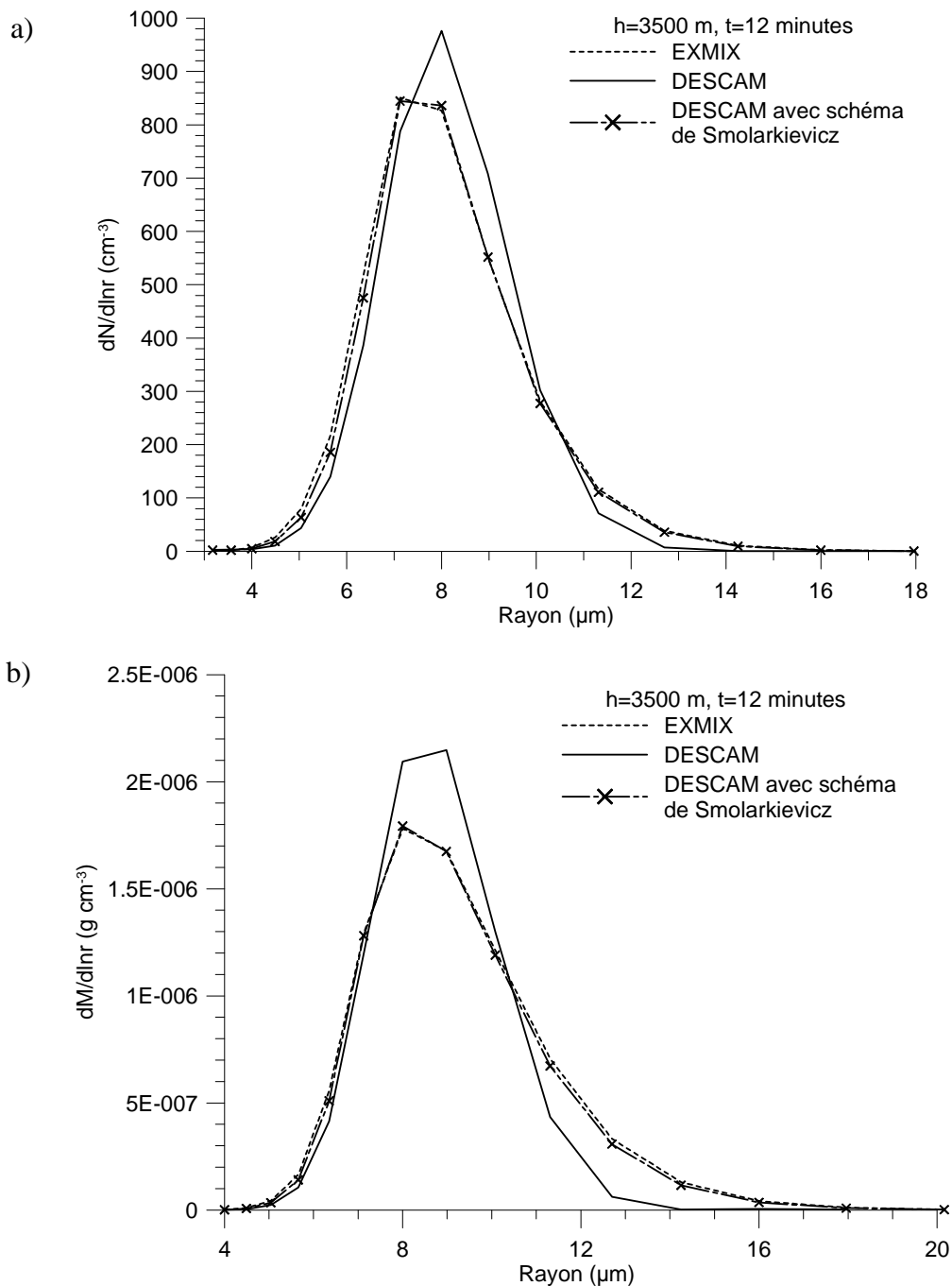


Figure 2.16 : Spectres des gouttes en nombre (Fig. 2.16a) et en masse (Fig. 2.16b) à $t=12$ minutes et $h=3.5$ km simulés par EXMIX (courbe pointillée) et DESCAM avec deux différents schémas d'advection. La courbe en trait plein correspond à l'utilisation du schéma de Bott (1989) dans DESCAM, celle en tiretés avec des croix au schéma de Smolarkiewicz (1983).

Les spectres des gouttes sont tracés sur la figure 2.16. A $t=12$ minutes et $h=3500$ m, les spectres simulés par EXMIX et DESCAM avec le schéma de Smolarkiewicz (1983) sont quasiment superposés. Par contre, avec le schéma de Bott (1989) dans le modèle DESCAM, le spectre est sans surprise plus étroit qu'avec le schéma de Smolarkiewicz (1983), mais le nombre est quasiment le même (409 cm^{-3} dans EXMIX contre 400 cm^{-3} dans DESCAM). Les gouttes sont simplement plus regroupées autour de $8 \mu\text{m}$ dans DESCAM avec le schéma de Bott (1989). Le maximum dans le nombre des gouttes est

aussi décalé vers les grandes tailles pour DESCAM comme nous l'avons déjà observé dans les figures 2.14 et 2.15.

Du côté des petites tailles (rayon inférieur à 7 μm), la différence reste raisonnable tant en nombre (cf. Fig. 2.16a) qu'en masse (cf. Fig. 2.16b). En ce qui concerne les grandes tailles (rayon supérieur à 11 μm), on voit déjà sur la figure 2.16a une différence dans le nombre, mais l'effet est encore plus visible sur la figure 2.16b qui montre les spectres en masse. Lorsque l'on augmente l'ordre du schéma d'advection, la diminution de la dispersion du spectre se traduit ainsi par une masse d'eau condensée réduite du fait de l'absence de gouttes de grande taille (0.90 g m^{-3} avec Bott (1989) à comparer à 0.92 g m^{-3} avec Smolarkiewicz (1983) dans DESCAM).

En résumé, les spectres des modèles EXMIX et DESCAM pour la phase liquide sont généralement cohérents entre eux et c'est la diffusion numérique liée à l'ordre des schémas d'advection qui est responsable des quelques différences notées. Par la suite, nous avons choisi de conserver le schéma de Bott (1989) dans le modèle DESCAM puisque, étant d'ordre 4, il provoque moins de diffusion dans les spectres. De plus, d'après Leporini (2005), ce schéma est plus économe en temps de calcul, ce qui est un atout pour les simulations tridimensionnelles.

3.3 La phase glace

D'après les figures 2.12 et 2.13, un nuage assimilable à un cirrus est présent après 1000 s d'intégration vers 8.5 km d'altitude dans la simulation de DESCAM mais pas dans celle d'EXMIX. Bien que ce nuage élevé ne représente pas un contenu en glace très important (0.001 g m^{-3}) en comparaison avec les valeurs relevées à l'intérieur du nuage convectif (jusqu'à 2 g m^{-3}), nous allons nous intéresser à la formation de ces premiers cristaux dans le modèle DESCAM.

La figure 2.17 représente le profil initial d'humidité relative. Contrairement à la phase liquide, certaines couches sont déjà sursaturées par rapport à la phase glace, entre 7100 m et 8700 m. Dans ces couches, la nucléation des cristaux peut donc avoir lieu dès le début de la simulation. Comme aucune goutte n'est présente, on aura uniquement un « transfert » depuis le réservoir des particules d'aérosol vers celui des cristaux de glace.

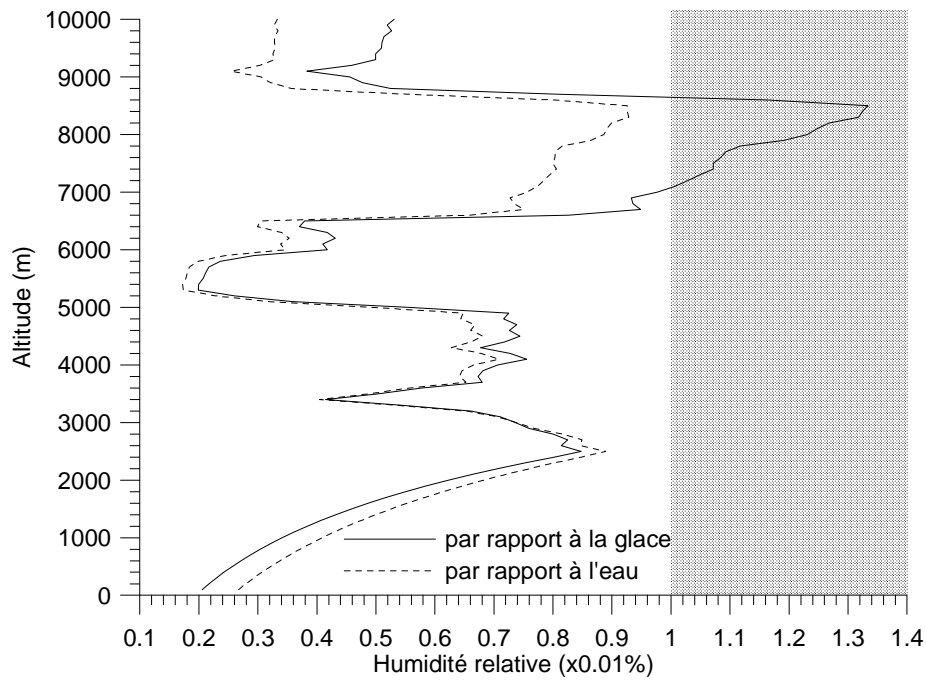


Figure 2.17 : Profil initial d'humidité relative par rapport à la glace (trait continu) et par rapport à l'eau (trait pointillé) pour le cas de CCOPE. La zone en grisé permet de détecter les couches sursaturées dès le début de la simulation.

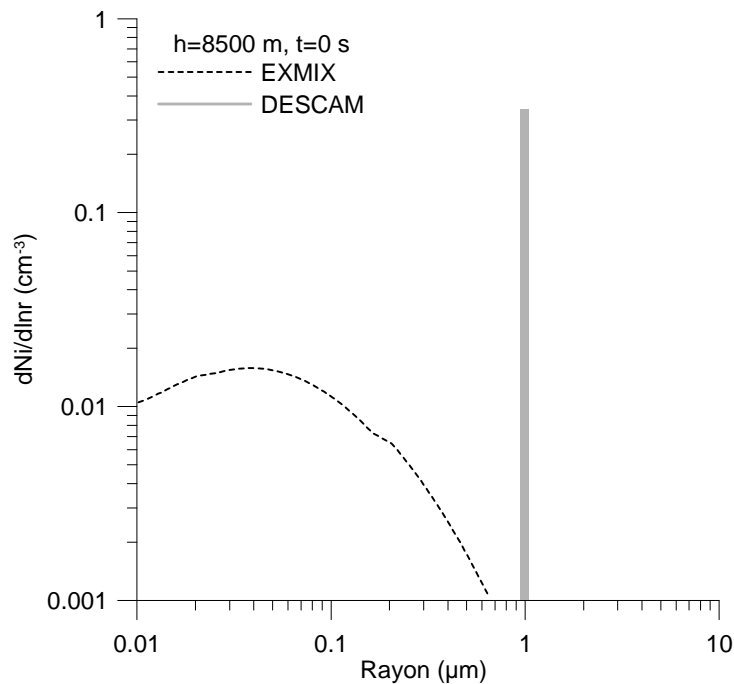


Figure 2.18 : Spectres des cristaux de glace à 8.5 km d'altitude pour $t=0$ s. Le spectre simulé par EXMIX est tracé en pointillés. Pour DESCAM, tous les cristaux de glace sont regroupés dans la première classe autour de $1 \mu\text{m}$ et leur nombre est représenté par une barre d'histogramme en gris.

La figure 2.18 montre les spectres des cristaux pour les deux modèles à $t=0$ s. Les deux modèles produisent environ 40 cristaux par litre, mais ils sont répartis dans des classes différentes. Dans EXMIX, la grille pour les cristaux de glace commence autour

d'une dizaine de nanomètres. Le processus de nucléation va donc faire passer des particules d'aérosol légèrement humides dans le réservoir des cristaux de glace mais quasiment sans changement dans la taille : on ne forme pas vraiment des cristaux de glace mais plutôt des noyaux « glaçogènes » à partir desquels la phase glace va pouvoir se développer. Le spectre des cristaux a donc une allure identique au spectre initial des particules d'aérosol. En revanche, pour DESCAM, la grille des cristaux débute autour de 1 μm . La nucléation des aérosols humides qui sont majoritairement inférieurs en taille à 1 μm va donc donner lieu à une grande quantité de petits cristaux tous de 1 μm , ce que l'on voit sur la figure 2.18.

D'après la figure 2.17, la sursaturation des couches autour de 8 km est importante, elle dépasse les 30% autour de 8.4 km. Les noyaux « glaçogènes » ou cristaux formés par nucléation vont pouvoir grandir. Il sera alors plus facile d'atteindre la limite 0.001 g m^{-3} de glace dans le modèle DESCAM que dans EXMIX, limite utilisée dans la figure 2.12 pour les cristaux nuageux. Cependant, ces petits cristaux formés avant l'arrivée du nuage convectif dans ces hautes couches représentent un nombre négligeable (environ 40 l^{-1}) en comparaison du nombre de cristaux qui se forment lorsque l'ascendance atteint ces couches un peu après 1800 s : jusqu'à 4000 cristaux par l^{-1} sont produits !

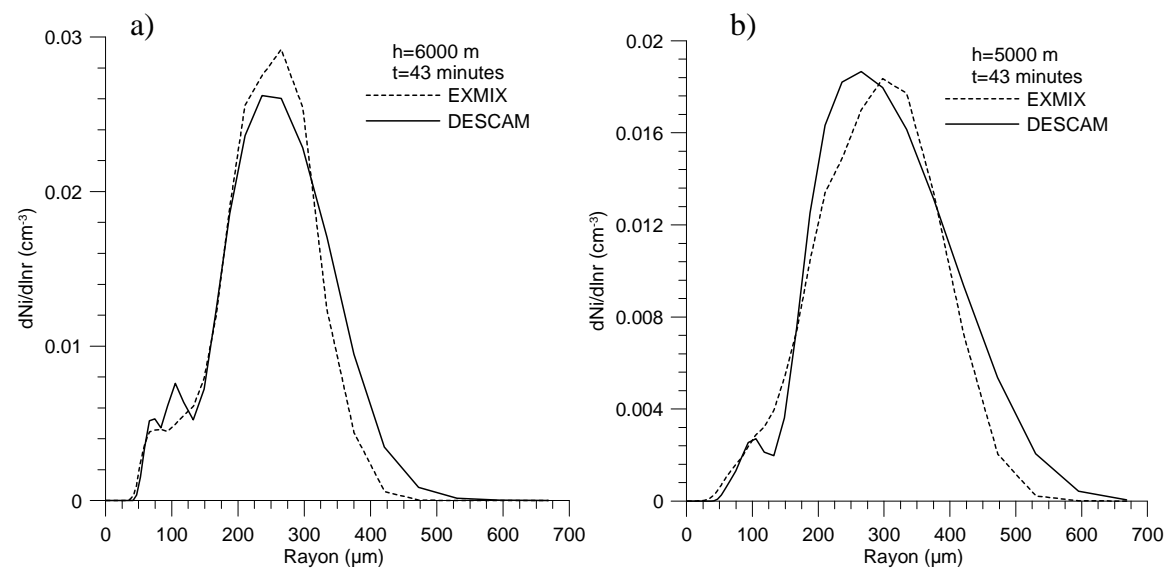


Figure 2.19 : Spectres des cristaux de glace après 43 minutes, à 6000 m (Fig. 2.19a) et à 5000 m (Fig. 2.19b) pour les modèles DESCAM (trait continu) et EXMIX (pointillés).

La figure 2.19 montre les spectres des cristaux à 6000 et 5000 m après 43 minutes d'intégration. Lorsque l'on passe de 6000 à 5000 m, on constate que le nombre total des cristaux diminue et le spectre s'élargit. Les spectres des deux modèles sont toujours similaires. On peut toutefois remarquer que pour la phase glace, les spectres les plus larges sont maintenant simulés par DESCAM. Les gros cristaux, en nombre supérieur

dans DESCAM, sont responsables des différences dans le contenu en glace notées au paragraphe 3.1.

Au cours de l'évolution du nuage, de plus en plus de processus microphysiques entrent en jeu. Ainsi, lorsque qu'une couche devient sursaturée par rapport à l'eau, le processus principal de croissance des gouttes est la condensation, car il faut attendre que des gouttes dépassent les 20 μm pour le processus de collision-coalescence devienne véritablement efficace. On peut donc assez facilement rendre le processus de croissance par condensation responsable des différences observées dans les spectres des gouttes au début de la formation du nuage. Pour ce qui est des cristaux, ils sont nucléés à partir de gouttes qui se sont formées il y a déjà plusieurs minutes. Ensuite, la déposition de vapeur et le givrage se mettent en place et contribuent à la croissance des cristaux. Tous ces processus interviennent maintenant simultanément. Il devient alors de plus en plus difficile de trouver la source précise des différences que l'on peut noter entre les spectres simulés par DESCAM et EXMIX. De plus, nous avons déjà noté des différences dans les spectres des gouttes au tout début de la formation du nuage (cf. Figs 2.14 et 2.15). Ces différences initiales se sont propagées et ont pu conduire à une évolution légèrement différente dans les deux modèles. Pour ces deux raisons, plus nous nous éloignons en temps et en altitude de la formation du nuage (autour de 600 s et 3000 m), plus il est difficile de donner une explication précise à chaque différence observée dans les résultats des deux modèles. Pour la phase glace, nous nous limiterons donc au constat que les spectres simulés par DESCAM sont encore une fois cohérents avec ceux d'EXMIX même s'ils sont légèrement plus larges.

3.4 Averse simulée

La figure 2.20 représente le cumul de pluie au sol en fonction du temps. Les courbes qui nous intéressent dans ce paragraphe sont celles pour le cas continental et pour les modèles EXMIX (en pointillés) et DESCAM (trait continu). D'après la figure 2.20, l'averse dans DESCAM débute quelques secondes après celle d'EXMIX. Mais, à la fin de la simulation, on obtient un cumul légèrement plus important pour DESCAM que pour EXMIX.

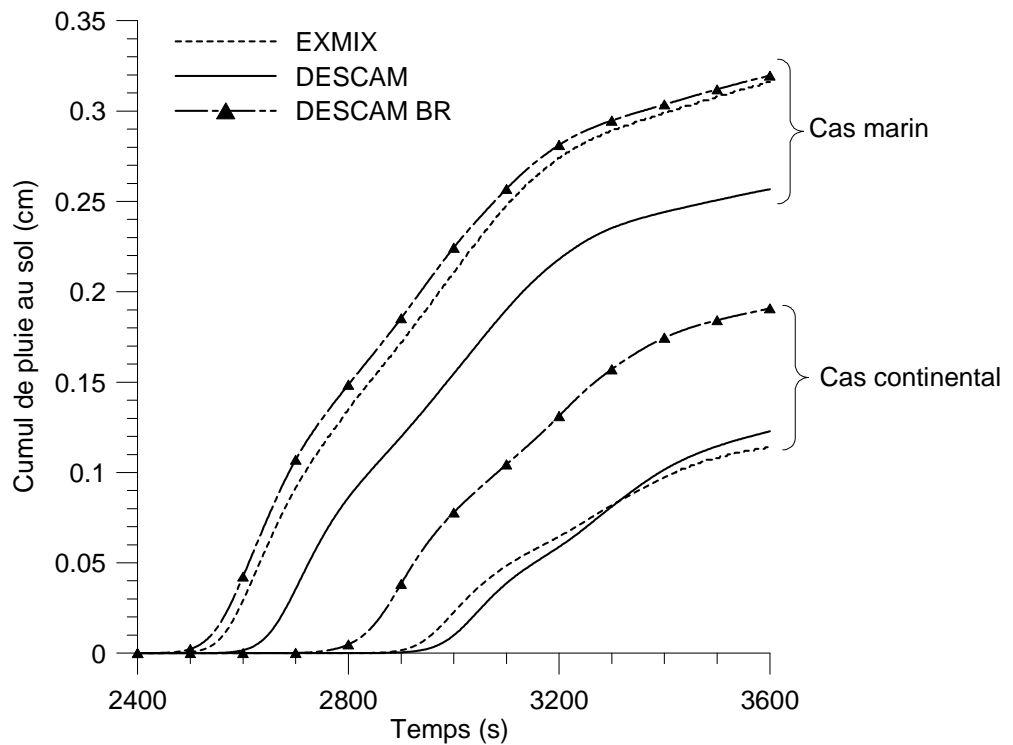


Figure 2.20 : Cumul de pluie au sol en fonction du temps dans les cas continental et marin (voir paragraphe 4). Les courbes en pointillés correspondent au modèle EXMIX, et celles en traits continus au modèle DESCAM. Les courbes en tirets avec des petits triangles sont pour le modèle DESCAM dit « Basse résolution » ou « BR » (cf. paragraphe 5).

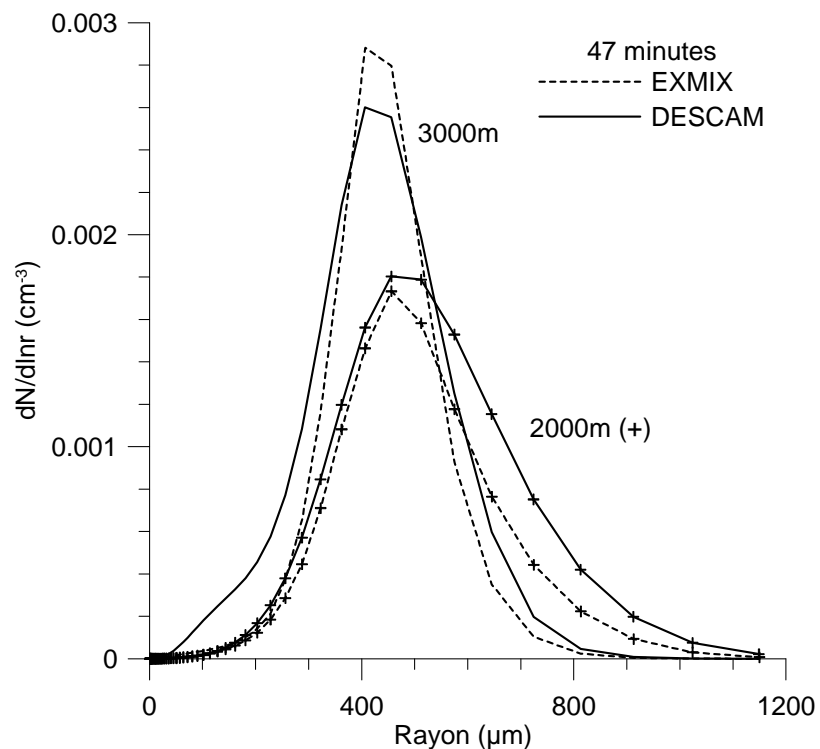


Figure 2.21 : Spectres des gouttes de pluie à 47 minutes pour DESCAM (trait continu) et pour EXMIX (en pointillés) pour les altitudes 2000 m (courbes avec les +) et 3000m.

La figure 2.21 montre les distributions en taille des gouttes à 47 minutes sous la base du nuage. A 3000 m, les spectres simulés ont les mêmes caractéristiques que les spectres de la phase glace : celui de DESCAM est déjà plus large. A 2000m, cet effet est encore plus marqué. Les couches sous la base du nuage étant sous-saturées, on peut voir ici un effet du processus de collision-coalescence car, plus les gouttes sont grandes, plus ce processus est efficace. On sait également que plus les gouttes sont grosses, moins rapide est leur évaporation. On accroît ainsi leur temps de chute et par conséquent la probabilité d'arriver jusqu'au sol. Il semble donc que le cumul de pluie plus important au sol dans le modèle DESCAM trouve son origine dans la phase glace avec des gros hydrométéores plus nombreux. Après la fonte des cristaux, cet effet est encore amplifié par le processus de collision-coalescence.

Ainsi, les résultats du modèle DESCAM pour la simulation du cas de CCOPE sont globalement cohérents avec ceux d'EXMIX, dans le cas d'une initialisation avec un spectre continental pour les particules d'aérosol. Nous allons maintenant voir comment se comporte le modèle DESCAM quand le spectre initial des particules d'aérosol est d'origine marine.

4 Sensibilité au spectre initial des particules d'aérosol

L'impact du spectre initial des particules d'aérosol sur l'évolution du nuage, la phase glace et les précipitations au sol est un thème prépondérant en microphysique des nuages. Plusieurs études (Reisin et al., 1996; Khain et al., 2005; Seifert et al., 2006) ont montré que l'utilisation d'un spectre marin d'aérosol provoque une évolution plus rapide du nuage qui se traduit entre autres par une averse qui débute plus tôt dans la vie du nuage et un cumul de pluie au sol plus important que lorsque l'on utilise un spectre continental. Nous allons maintenant tenter d'évaluer la sensibilité du modèle DESCAM au spectre initial des particules d'aérosol, en conservant le cas du 19 Juillet 1981 de la campagne CCOPE mais en utilisant cette fois un spectre initial des particules d'aérosol de type marin au lieu de continental (cf. Fig. 2.2).

Le passage d'un spectre continental à un spectre marin a pour effet principal une diminution importante du nombre total de particules d'aérosol présentes (de 1300 cm^{-3} à 200 cm^{-3}). On remarque aussi sur la figure 2.2 qu'il y a quelques grosses particules supplémentaires dans le spectre marin comparé au spectre continental, mais ceci ne concerne que des faibles nombres. Dans l'étude réalisée avec le modèle EXMIX (Leroy et al., 2006), nous avons vu que l'utilisation d'un spectre marin avec moins de particules d'aérosol conduit à la formation de gouttes moins nombreuses, mais plus grosses. Le processus de collision-coalescence devient alors actif très tôt dans l'évolution du nuage et

on trouve des gouttes de taille précipitante au sein même du nuage en quantité importante. Ces gouttes contribuent de manière non négligeable à la formation d'une averse qui atteint le sol plus tôt et qui est plus importante en terme de cumul de pluie au sol que dans le cas continental. Le contenu intégré en glace augmente également. Nous allons maintenant présenter les résultats du modèle DESCAM lorsqu'on l'initialise avec un spectre de type marin et voir s'il est possible de retrouver les caractéristiques décrites ci-dessus.

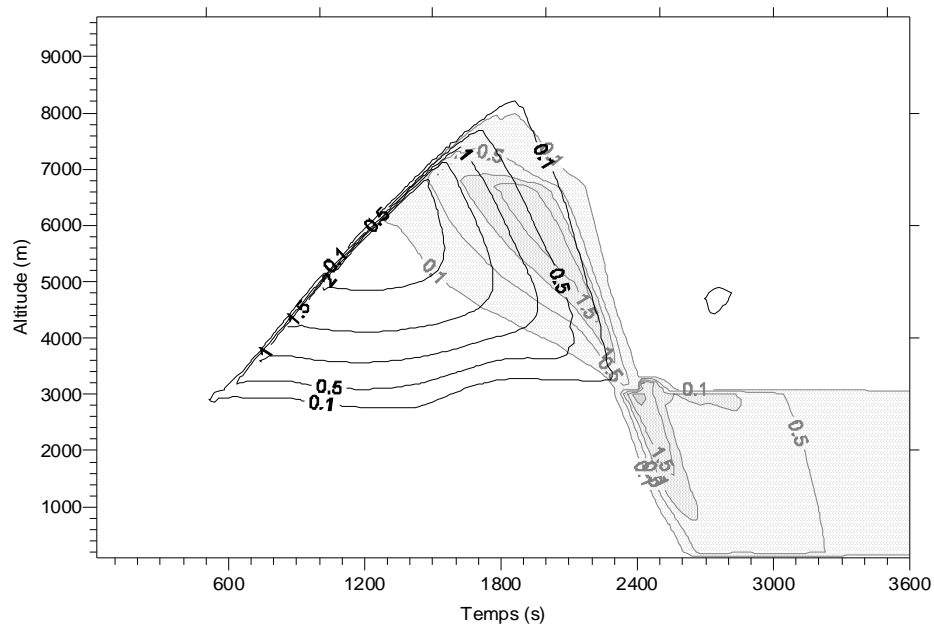


Figure 2.22 : Contenu en eau nuageuse (traits noirs) et en eau précipitante (traits gris sur un fond grisé) simulés par le modèle DESCAM pour le cas de CCOPE mais en utilisant un spectre marin de Jaenicke (1988) pour l'initialisation de la distribution en nombre des particules d'aérosol.

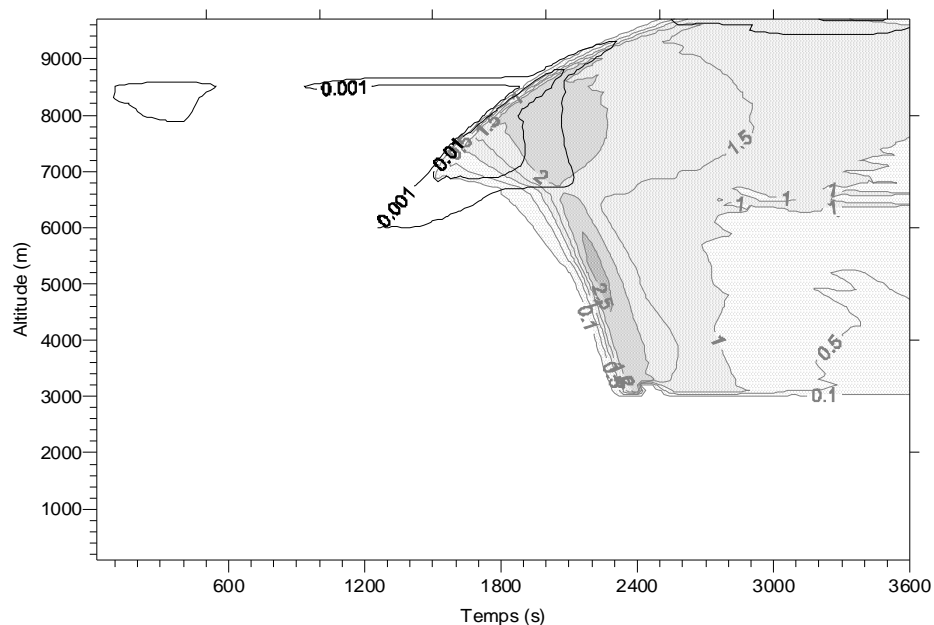


Figure 2.23 : Contenu en glace nuageuse (traits noirs) et en glace précipitante (traits gris sur un fond grisé) simulés par le modèle DESCAM pour le cas de CCOPE mais en utilisant un spectre marin de Jaenicke (1988) pour l'initialisation de la distribution en nombre des particules d'aérosol.

Les figures 2.22 et 2.23 représentent les contenus en eau et en glace simulés par DESCAM dans le cas d'une initialisation avec un spectre marin. L'intégralité des caractéristiques d'un cas marin décrites précédemment est retrouvée. Au niveau du nuage, des gouttes de pluie sont formées en son sein, et lorsque la phase glace devient prédominante, le contenu total en glace atteint 2 g m^{-3} dans toutes les couches, alors que pour le cas continental présenté dans la figure 2.12, on ne trouve cette valeur qu'entre 3600 et 6400 m. Enfin, l'averse simulée arrive au sol bien plus tôt que dans le cas continental et vu qu'elle dure plus longtemps, on s'attend à avoir au final un cumul de pluie au sol plus élevé que dans le cas continental, ce qui est confirmé par la figure 2.20. On note seulement que, sur la figure 2.20, le cumul obtenu dans le modèle DESCAM en fin de simulation est inférieur à celui d'EXMIX dans le cas d'un spectre marin, alors que pour le cas continental, les cumuls en fin de simulation étaient très proches pour les deux modèles. Il est possible que l'on retrouve ici une conséquence de la diffusion numérique liée aux schémas d'advection. Avec une schéma d'ordre 4, les spectres simulés par DESCAM sont plus étroits : la coalescence débute sans doute plus tard dans l'évolution du nuage et est certainement moins efficace du fait de l'absence des gouttes les plus larges, d'où un cumul final de pluie au sol inférieur à celui simulé par EXMIX.

Nous pouvons donc conclure que le modèle DESCAM reproduit les mêmes caractéristiques principales qu'EXMIX lorsqu'on simule un cas marin. Il pourra donc servir sans problème à étudier l'influence du spectre des particules d'aérosol sur l'évolution d'un nuage et la précipitation au sol. Cependant, si nous voulons utiliser DESCAM dans une dynamique tridimensionnelle, nous serons vraisemblablement amenés à diminuer les paramètres de résolution (IRS, JRS et KRS) et le nombre de classes des grilles des particules d'aérosol, des gouttes et des cristaux (voir chapitre 1, paragraphe 3.1). Le prochain paragraphe est donc consacré à l'étude de l'influence de ces paramètres sur les résultats du modèle DESCAM.

5 Sensibilité au paramètre de résolution et au nombre de « bins »

Dans son modèle 3D à microphysique chaude détaillée, Leporini (2005) a choisi d'utiliser la même configuration que ce soit pour la grille des particules d'aérosol ou pour celle des gouttes, à savoir un paramètre de résolution JRS (=KRS) égal à 1 et un nombre de classe total égal à 39 (voir chapitre 1, tableau 1.1). Cette configuration présente l'avantage de pouvoir balayer un large éventail de tailles tout en restant raisonnablement coûteuse en temps de calcul. En effet, avec JRS=1 et NRP=39, si on impose que la grille des gouttes commence à $1 \mu\text{m}$, alors la dernière classe de gouttes correspondra à un rayon

de 6.5 mm, soit une taille suffisamment grande pour représenter les gouttes de pluie. La grille des particules d'aérosol est construite de telle sorte que ses neuf dernières classes soient identiques en taille aux neuf premières classes des gouttes. La première classe de la grille des particules d'aérosol correspond ainsi à un rayon de 1 nm et la dernière à 6 μm pour $\text{NAC}=39$. Cette configuration a été utilisée dans DESCAM 1D $\frac{1}{2}$ afin de tester l'influence de ces paramètres sur les résultats du modèle. De la même façon, la résolution de la grille en masse des cristaux a été dégradée ($\text{IRS}=1$) et le nombre total de classes limité à 39 également. Afin de simplifier l'écriture, nous appellerons par la suite ce cas de figure « DESCAM Basse Résolution » ou en abrégé « DESCAM BR ». La suite de ce paragraphe est consacrée à l'étude de l'impact de ces changements dans les grilles microphysiques sur les résultats du modèle.

L'évolution du cumul de pluie au sol en fonction du temps pour le modèle DESCAM « Basse Résolution » est visible sur la figure 2.20, à la fois dans le cas d'un spectre des particules d'aérosol d'origine continental et maritime. L'étude de l'évolution de ce paramètre en fonction de la configuration de DESCAM permet déjà de dégager les grandes lignes de l'impact de la résolution sur les résultats. En effet, on s'aperçoit que lorsqu'on réduit la résolution des grilles, la pluie arrive au sol toujours plus tôt et le cumul à la fin de la simulation est plus important. On note cependant que même dans la configuration « Basse Résolution », les cas continental et marin sont toujours aisément distinguables l'un de l'autre. Dans le cas marin, le cumul en fin de simulation est 1.7 fois celui du cas continental et l'averse arrive au sol environ 4 minutes plus tôt.

Pour résumer, on pourrait dire que tout semble se passer plus vite lorsque la résolution est diminuée. Ces résultats sont en accord avec les travaux de Silverman et Glass (1973) qui ont étudié l'impact de la réduction du nombre des classes de 67 à 7 dans leur modèle à microphysique détaillée. Cependant, malgré cette évolution plus rapide du nuage, il est toujours possible de distinguer aisément les résultats en fonction de la nature du spectre initial des particules d'aérosol. Nous allons maintenant passer rapidement sur l'influence de la résolution sur les distributions des gouttes (cf. Fig. 2.24) et des cristaux (cf. Fig. 2.25). Pour cela, nous utilisons le cas continental uniquement.

A cause des différences dans la résolution, il est difficile de tirer des conclusions sur les nombres totaux d'hydrométéores simulés en fonction de la résolution à partir des figures 2.24 et 2.25. A priori, il semblerait que le nombre des hydrométéores diminue avec la résolution. Ceci est confirmé par le calcul : on a 5 cm^{-3} gouttes et 4 l^{-1} cristaux en moins quand la résolution est diminuée dans DESCAM.

Du fait de la diminution de la résolution, les spectres sont plus dispersés. En conséquence, le nombre des hydrométéores de grande taille est augmenté dans le cas BR.

Ces grands hydrométéores peuvent renforcer l'efficacité des processus de collection (collision-coalescence et givrage) et donc être à l'origine du cumul de pluie au sol supérieur dans le cas « Basse Résolution ». En ce qui concerne l'évolution plus rapide du nuage, Bott (1998) a montré qu'avec son schéma pour la collision-coalescence, l'utilisation d'une grille plus grossière se traduit par une accélération de l'évolution du spectre.

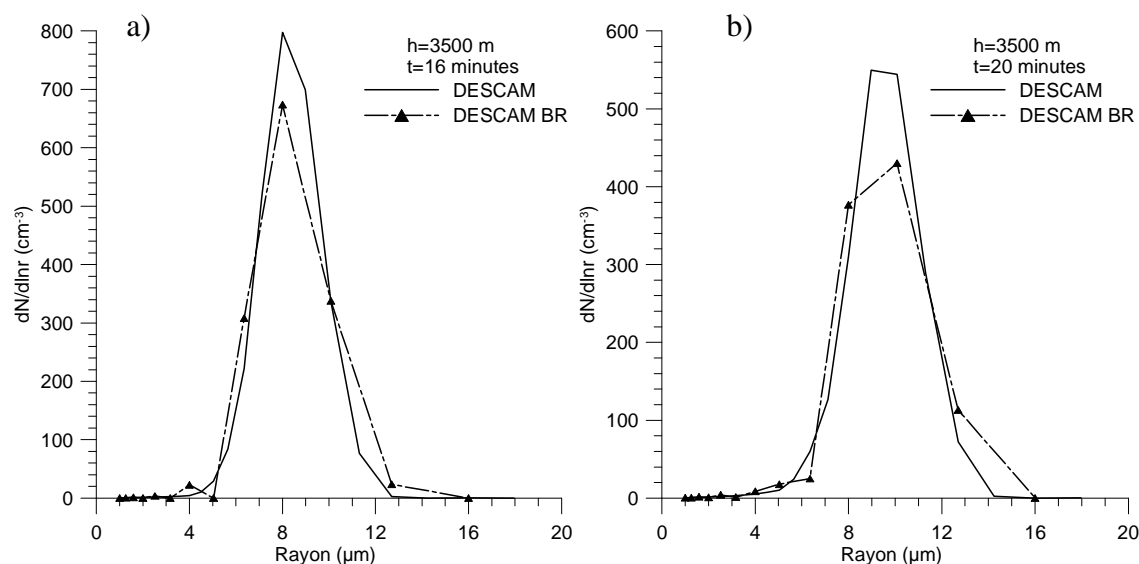


Figure 2.24 : Spectres des gouttes à 3.5 km d'altitude après 16 minutes (Fig. 2.24a) et 20 minutes d'intégration (Fig. 2.24b) dans le cas continental pour DESCAM « Haute Résolution » en trait continu et pour DESCAM « Basse Résolution » en pointillés. Pour DESCAM « Basse résolution », les 39 valeurs sont signalées par un petit triangle.

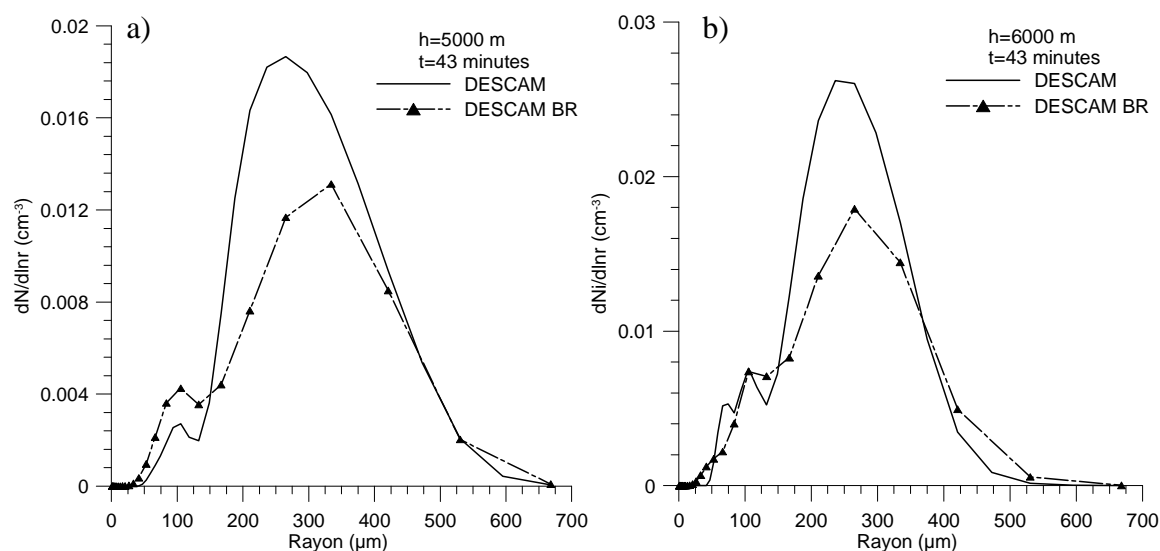


Figure 2.25 : Spectres des cristaux après 34 minutes d'intégration à 5 km (Fig. 2.25a) et à 7 km (Fig. 2.25b) pour DESCAM Haute et Basse Résolution. Les conventions sont les mêmes que pour la figure 2.25 : les distributions simulées par DESCAM sont en traits pleins et celle de DESCAM BR en pointillés avec des petits triangles.

6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons comparé les résultats des modèles EXMIX et DESCAM dans le cadre dynamique 1D½ pour la simulation d'un nuage convectif observé pendant la campagne CCOPE. Ce travail nous a permis de mettre en lumière une surestimation du nombre des gouttes dans le modèle DESCAM pour les hautes altitudes. La recherche des causes de ce problème nous a conduit à remettre en question la validité de l'hypothèse d'équilibre pour les particules d'aérosol pour les basses températures. Une modification de la représentation du processus d'activation dans DESCAM a été proposée et des améliorations sur la simulation du nombre des gouttes à haute altitude ont été constatées.

En ce qui concerne la simulation du cas de CCOPE, les résultats de DESCAM sont globalement cohérents avec ceux d'EXMIX, malgré une conception et des hypothèses de travail différentes. Les valeurs intégrales de contenu en eau (liquide ou glace) sont correctement reproduites par DESCAM, de même que la précipitation au sol. Les spectres des hydrométéores sont généralement cohérents. Pour les gouttes, on peut même expliquer les petites différences dans les spectres simulés par les schémas d'advection utilisés pour la croissance qui ne sont pas du même ordre dans les deux modèles.

L'utilisation d'un spectre des particules d'aérosol de type marin dans DESCAM produit une averse plus forte et qui se déclenche plus tôt. De telles caractéristiques avaient également été observées avec le modèle EXMIX. Enfin, l'utilisation d'une plus faible résolution dans les grilles des hydrométéores provoque un élargissement des spectres et une accélération de l'évolution du nuage. Une erreur de l'ordre de 20% doit être considérée à cause de la « Basse Résolution » (prévue pour DESCAM dans le cadre d'une dynamique 3D). Cependant, la configuration « Basse Résolution » est suffisante pour voir les différences dans l'évolution d'un nuage et la précipitation en fonction du spectre initial des particules d'aérosol. Si nous l'employons par la suite dans une dynamique tridimensionnelle, nous serons donc capables d'étudier l'impact des caractéristiques du spectre des particules d'aérosol dans des conditions dynamiques plus complexes et plus réalistes.

Chapitre 3

Simulation d'un nuage convectif avec DESCAM-3D: Comparaison des résultats pour la phase glace avec les observations de CRYSTAL-FACE*

Ce troisième chapitre est consacré à la présentation des résultats de DESCAM 3D pour la simulation d'un nuage convectif observé le 18 Juillet 2002 pendant la campagne « Cirrus Regional Study of Tropical Anvil and Cirrus Layers – Florida Area Cirrus Experiment » (CRYSTAL-FACE). Ce jour-là, un avion a traversé l'enclume et le centre convectif de ce nuage, récoltant en particulier des mesures microphysiques pour les phases liquide et glace (contenus et spectres) qui sont décrites au paragraphe 1 et qui sont comparées avec les résultats de la simulation dans le paragraphe 2. Une interprétation possible pour les mesures effectuées est également proposée.

Le cas du 18 Juillet 2002 a déjà été simulé avec un modèle tridimensionnel à microphysique détaillée (Fridlind et al, 2004). Dans leur étude, Fridlind et al. (2004) se sont plus particulièrement intéressés à l'altitude d'origine (moyenne troposphère ou couche limite) des particules d'aérosol qui servent de noyau de condensation ou congélation lors de la formation de l'enclume. Un travail similaire avec DESCAM 3D a été réalisé. Les résultats concernant l'influence des particules d'aérosol d'origine mid-troposphérique et de la couche limite sur l'évolution dynamique et microphysique du nuage convectif sont respectivement présentés dans les paragraphes 3 et 4. Les points communs et les différences entre les résultats de DESCAM 3D et ceux de Fridlind et al. (2004) sont également discutés.

* Cirrus Regional Study of Tropical Anvil and Cirrus Layers – Florida Area Cirrus Experiment

Les impacts possibles de la correction du processus d'activation aux basses températures (cf. chapitre 2, paragraphe 2) sur les résultats du modèle sont abordés au paragraphe 5. Enfin, un résumé des principaux résultats et des conclusions dégagées tout au long de ce chapitre est donné au paragraphe 6.

1 Le cas du 18 Juillet 2002 de la campagne CRYSTAL-FACE

1.1 Contexte général

Le cas du 18 Juillet 2002 qui nous intéresse ici est décrit par Heymsfield et al. (2005). Entre 17h46 et 17h50, un avion instrumenté (North Dakota Citation) a traversé de part en part l'enclume et le centre d'un nuage convectif à une altitude moyenne de 9.98 km ($T \cong -35^\circ\text{C}$).

Les images du satellite GOES-8 (Geostationary Operational Environmental Satellite-8) montrent que l'enclume du nuage convectif se développe en direction du sud-ouest, dans le secteur sous le vent par rapport à la tour convective (cf. Fig. 3.1). L'avion qui a volé d'ouest en est a donc traversé d'abord l'enclume et ensuite le noyau convectif. D'après les données de GOES dans l'infrarouge, le sommet du nuage a atteint la tropopause (environ 14 km) à 17h46, soit au début de la période de mesure.

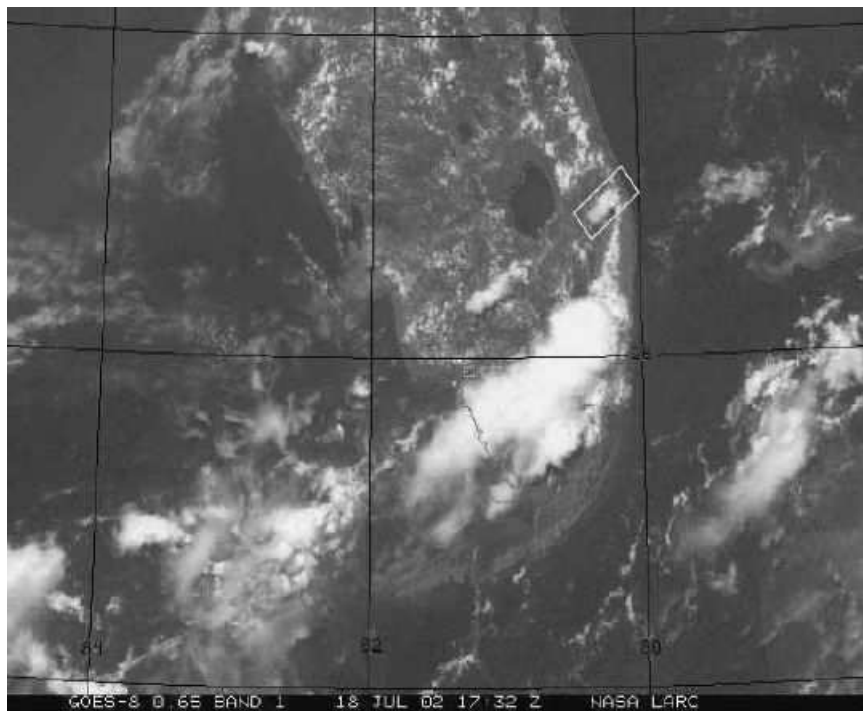


Figure 3.1 : Image du satellite GOES-8 pour le 18 Juillet 2002 à 17h32 UTC soit environ un quart d'heure avant la traversée du nuage par l'avion instrumenté (d'après Heymsfield et al., 2005). Le nuage échantillonné est repéré par le rectangle blanc.

1.2 Appareils de mesure embarqués

A bord de l'avion se trouve une sonde Rosemount pour la mesure de la température dont la précision est estimée à ± 0.2 °C. Le champ de vent est reconstruit à partir de la position, la vitesse au sol et d'autres paramètres de vol de l'avion comme l'angle d'attaque des filets d'air. L'erreur sur le calcul du vent vertical est jugée inférieure à quelques mètres par seconde (Heymsfield et al., 2005).

Les particules liquides de diamètre inférieur à 50 μm sont détectées grâce à une sonde RICE (Rosemount icing detector) et le contenu en eau liquide (LWC) est obtenu à l'aide d'une sonde « King ». Une bonne calibration de la sonde RICE permet d'obtenir un seuil très bas de détection de l'eau liquide de l'ordre de 0.01 g m^{-3} . Le contenu total en eau condensé (CWC ou condensed water content) pour les particules de diamètre supérieur à 6 μm est déterminé grâce à un CVI (counterflow virtual impactor). L'erreur absolue dans la mesure du CWC est estimée à environ 20%.

Entre 3.5 μm et 58 μm , la distribution dimensionnelle des gouttes et des petits cristaux est donnée par un FSSP (Forward-Scattering Spectrometer Probe). Deux problèmes de mesure sont liés au FSSP : d'une part, les tailles mesurées peuvent être inexactes si les particules ne sont pas sphériques et d'autre part, les concentrations peuvent être surestimées d'un facteur 2 ou plus si des gros cristaux sont présents et sont alors susceptibles de venir se briser dans le tuyau d'arrivée d'air, d'où la nécessité d'utiliser les mesures du FSSP en liaison avec celles du LWC.

Les distributions des particules sont complétées par les mesures des sondes 2D-C et HVPS (high volume particle spectrometer imaging probe). Avec ces deux instruments, on couvre une gamme de tailles allant d'environ 60 μm à 6 cm. Les spectres produits sont des valeurs moyennes sur 5 s (soit une distance d'environ 600 m horizontalement). Le contenu en glace (IWC) est ensuite recalculé à partir des spectres en utilisant les relations densité-diamètre de Heymsfield et al. (2004).

Des images des hydrométéores sont également disponibles. Elles ont été obtenues à partir d'un CPI (Cloud Particle Imager). Le seuil de détection de cet appareil est autour de 20 μm . Les principales informations retirées des images du CPI concernent la forme des cristaux de glace.

1.3 Observations effectuées

En fonction du vent vertical rencontré et de la présence ou non des phases liquides et glace, le trajet de l'avion dans le nuage traverse quatre zones distinctes (cf. Fig. 3.2).

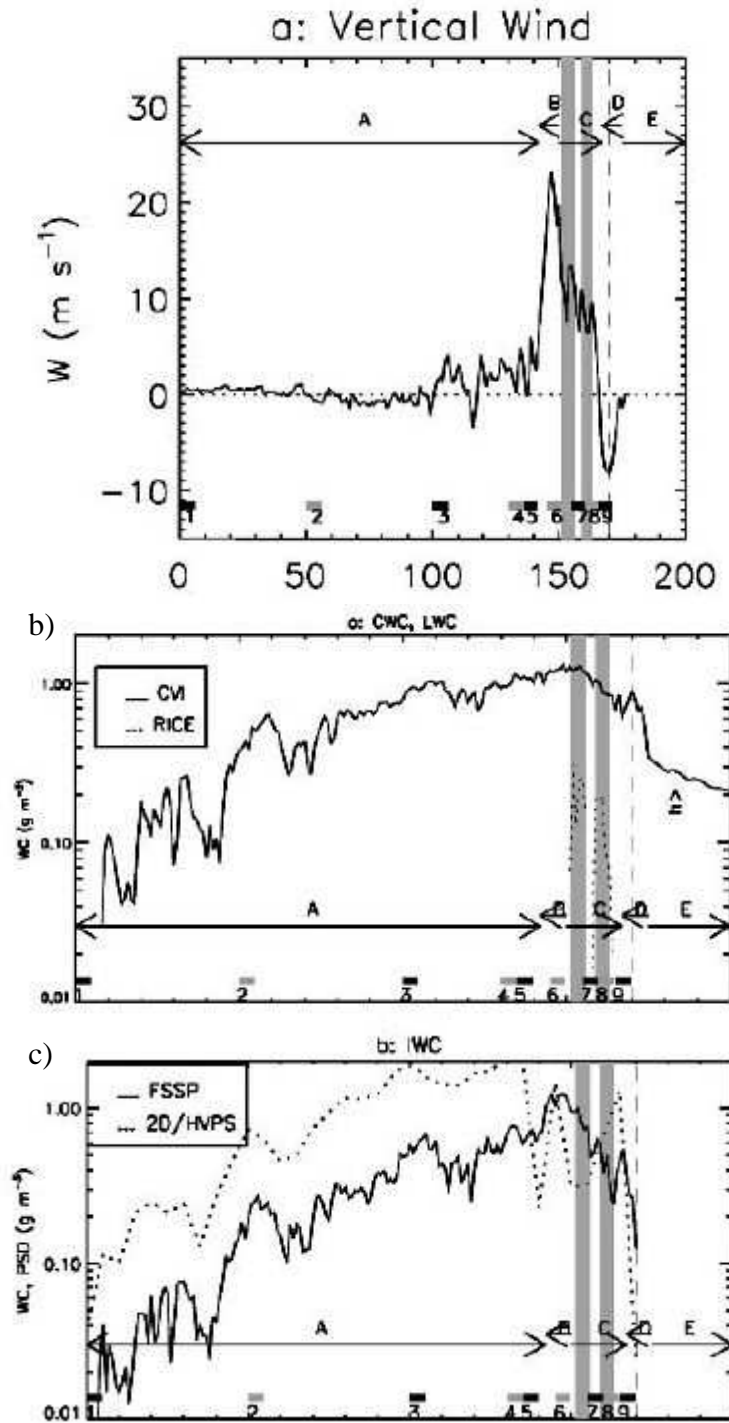


Figure 3.2 : Evolution du vent vertical (Fig. 3.2a), du contenu total en eau condensé (CWC) et en eau liquide (LWC, Fig. 3.2b) et contenu en glace (IWC, Fig. 3.2c) au cours du passage de l'avion dans le nuage (d'après Heymsfield et al., 2005). L'axe des abscisses représente le temps en secondes. Les zones en grisé correspondent aux moments où de l'eau sous forme liquide est détectée par la sonde RICE.

La première partie, nommée par la suite zone A, correspond à l'enclume. Elle est caractérisée par des vents verticaux faibles et l'absence de la phase liquide.

Le noyau convectif du nuage est séparé en deux parties. Du côté sous le vent (zone B), la vitesse verticale dépasse 20 m s^{-1} . Comme dans l'enclume, cette région du nuage est dépourvue d'eau sous forme liquide. Du côté au vent (zone C), de l'eau sous forme liquide est cette fois détectée (cf. Fig. 3.2b). Cependant, la vitesse verticale n'est plus qu'autour de 10 m s^{-1} .

Enfin, la dernière partie (zone D), correspond à une région de descendance et contient de nouveau uniquement des cristaux de glace. Les mesures microphysiques dans chacune des 4 zones définies ci-dessus vont maintenant être détaillées.

Zone A : Enclume. D'après les images du CPI, les cristaux de glace rencontrés pendant la traversée de l'enclume du nuage ont des formes complexes. On constate cependant qu'ils ont tendance à s'arrondir quand l'avion est sur le bord de l'enclume. Pour ce qui est de la taille, on trouve aussi bien des petits que des gros cristaux. La plus grande taille mesurée est 3 mm. Cette valeur maximale a également été trouvée pour la zone de descendance D. Le IWC correspondant aux cristaux plus grands que $50 \mu\text{m}$ (recalculé à partir des données des sondes 2D-C et HVPS) est au moins le double du IWC des petites particules glacées ($5\text{-}56 \mu\text{m}$) calculé à partir du FSSP (cf. Fig. 3.2c). A aucun moment, la sonde RICE ne détecte la présence d'eau sous forme liquide dans l'enclume.

Zone B : Partie glacée de l'ascendance (sous le vent). Dans cette zone, le contenu en eau condensé atteint sa valeur maximale (1.1 g m^{-3}). Contrairement à la zone A, la contribution au IWC des petits cristaux dépasse cette fois celle due aux gros cristaux, et cette situation perdure dans la zone C. D'après les mesures du FSSP, les petites particules sont nombreuses (80 cm^{-3}) et leur diamètre moyen est de $26 \mu\text{m}$. Dans cette zone, il s'agit uniquement de particules glacées.

Zone C : Partie de l'ascendance avec eau liquide (au vent). Toujours d'après les mesures du FSSP, les petites particules sont dans la zone C encore plus nombreuses (200 cm^{-3}) et plus petites ($17 \mu\text{m}$) que dans la zone B. Cependant, on estime cette fois le LWC à 0.3 g m^{-3} , ce qui est peu en comparaison avec les valeurs du CWC (cf. Fig. 3.2b). Les petites particules vues par le FSSP sont donc probablement un mélange de gouttelettes et de petits cristaux de glace. Les distributions en nombre données par le FSSP sont d'ailleurs très différentes dans cette région par rapport aux autres. Le nombre de particules dans la deuxième classe mesurée par le FSSP ($7\text{-}10 \mu\text{m}$) est beaucoup plus important que dans les autres régions. En combinaison avec les informations apportées par la sonde RICE, on peut ainsi estimer que 35 à 40% de ces particules sont des gouttelettes. D'autre part, les images du CPI montrent effectivement de nombreuses

gouttelettes mais aussi de grosses particules en petites concentrations comme par exemple du graupel (=grêlons de diamètre inférieur à 5 mm).

Zone D : Descendance. De nombreuses ressemblances existent entre les mesures effectuées dans les zones D et A. Ainsi, la distribution des particules est très similaire en taille et à nombre à celle vue dans la zone A. On trouve des petites particules tout comme des graupels. La plus grosse particule détectée a une taille de 3 mm.

1.4 Résultats de travaux de simulation antérieurs

Heymsfield et al. (2005) utilisent pour reproduire le cas du 18 Juillet 2002 un modèle parcelle d'air avec les processus microphysiques de croissance des gouttes et des cristaux et la nucléation homogène (Heymsfield et Miloshevich, 1993). La nucléation homogène est d'ailleurs décrite d'après les travaux de Koop et al (2000). L'hypothèse pour expliquer les différences observées entre les zones B et C de l'ascendance repose uniquement sur la combinaison des effets de la nucléation homogène et de l'entraînement : les hautes concentrations en petits cristaux de glace dans la région B ont été produits par nucléation homogène et les gouttes sont en train de congeler.

Fridlind et al. (2004), avec leur modèle 3D à microphysique détaillée (cf. chapitre 1, paragraphe 1.2.3), se sont intéressés à l'origine des particules d'aérosol qui servent à former les cristaux dans les enclumes des nuages convectifs. Le domaine simulé représente un carré de 48 km de côté avec une résolution de 500 m. La coordonnée verticale s'arrête à 24 km et la résolution est de 375 m. La partie microphysique est initialisée avec les spectres des particules d'aérosol mesurés à différentes altitudes au cours de la campagne CRYSTAL-FACE. D'après leurs simulations, il est nécessaire d'inclure des particules d'aérosol au-dessus de 6 km si l'on veut reproduire le grand nombre de particules observées. De plus, de grandes variations dans le nombre des AP dans la couche limite planétaire ont une influence limitée sur les propriétés microphysiques dans l'enclume en comparaison avec celle des AP de la moyenne troposphère. Ainsi, les particules d'aérosol dans l'enclume de glace qui servent de noyau « glacogène » ont pour origine la moyenne troposphère et non la couche limite planétaire. Pour les enclumes des nuages convectifs, les pollutions à grande échelle et à long transport domineraient donc les effets des sources locales. Ces résultats paraissent étonnant vu la littérature (van den Heever et al., 2006 ; Carrio et al., 2007) et seront au cœur de nos études exposées par la suite.

2 Simulation avec DESCAM 3D

2.1 Initialisation du modèle

Le domaine simulé compte 128 x 128 points en horizontal avec une résolution de 250 m. La grille verticale possède 62 points et la résolution est également de 250 m. Le pas de temps initial est de 1 seconde.

Le modèle est initialisé avec le sondage de 15h de Miami (cf. Fig. 3.3). La convection est déclenchée par une bulle d'air chaud et humide (placée dans le quart nord-est du domaine et maintenue pendant les 10 premières minutes d'intégration).

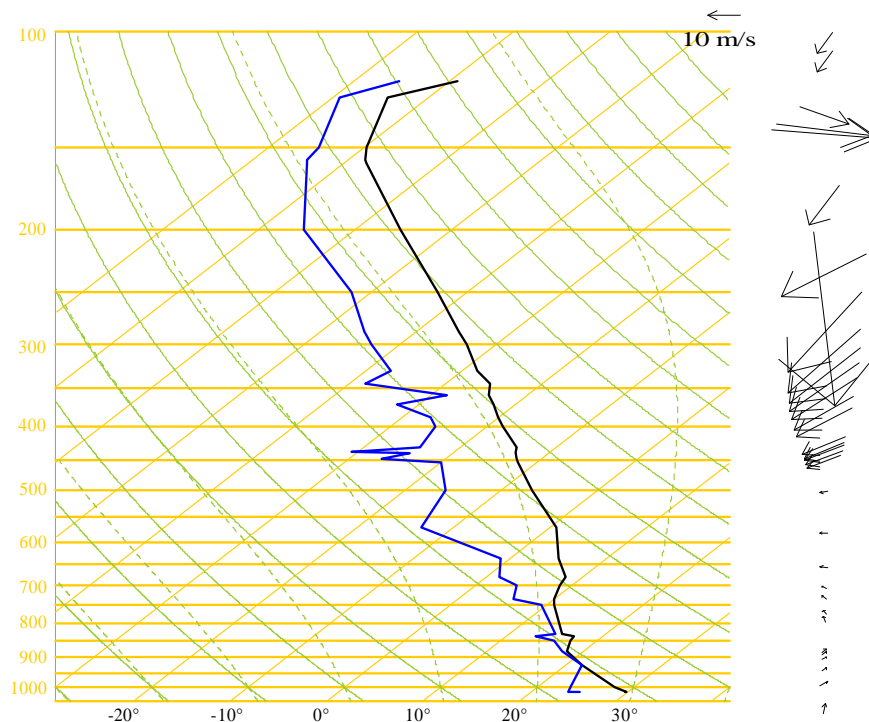


Figure 3.3 : Sondage de Miami pour le 18 Juillet 2002 à 15h. Les flèches de droite donnent la direction et la force du vent, l'altitude correspondante étant donnée par le milieu de la flèche.

La distribution verticale des particules d'aérosol suit celle de Fridlind et al. (2004) cas *baseline*. Il s'agit d'une compilation de plusieurs mesures aéroportées réalisées tout au long de la campagne CRYSTAL-FACE. Les différents spectres d'AP utilisés, de forme lognormale, et le profil vertical du nombre total de particules sont tracés sur la figure 3.4. Du sol jusqu'à 5 km, le nombre des AP passe de 1800 cm^{-3} sous 1 km à 1200 cm^{-3} entre 1 et 5 km. La taille moyenne des particules d'aérosol diminue également. Au dessus de 5 km, la largeur du spectre ainsi que le rayon moyen restent inchangés. Seul varie le nombre total des particules avec un pic à 3000 cm^{-3} entre 5 et 10 km. Au dessus de 10 km, le nombre de particules tombe à 100 cm^{-3} .

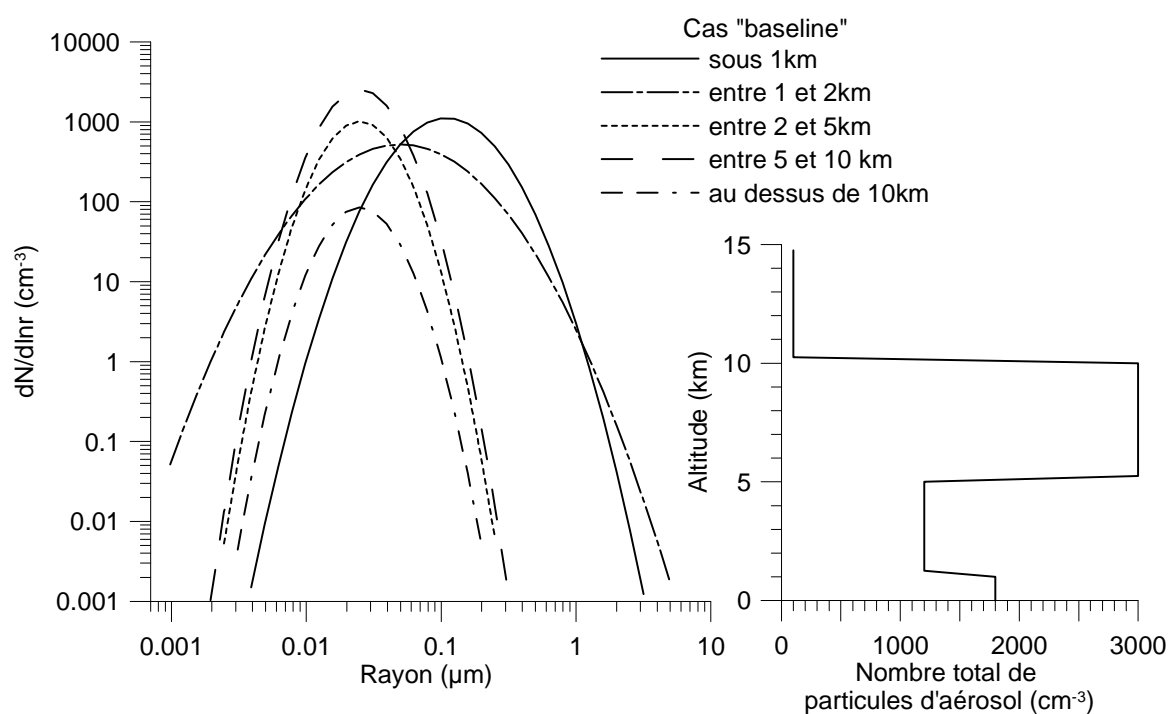


Figure 3.4 : Spectres initiaux et profil vertical du nombre des particules d'aérosol.

2.2 Aspect macroscopique du nuage

La figure 3.5 montre le nuage du 18 Juillet 2002 simulé par le modèle DESCAM 3D après 41 minutes d'intégration. La bulle d'air servant à déclencher la convection a été placée dans le quart nord-est du domaine et c'est donc dans cette partie que l'on retrouve l'ascendance principale du nuage. Sur les figures 3.5a et c, on remarque l'aspect « en chou fleur » du nuage, surtout au niveau de la tour convective.

Poussée par le vent de secteur nord-est (cf. Fig. 3.3), une enclume se développe en direction du sud-ouest (cf. Fig. 3.5a), ce qui conforme aux observations. Autour de 10 km d'altitude (environ 285 hPa), il règne un très fort vent de nord (cf. Fig. 3.3), ce qui explique l'extension de l'enclume en direction du sud également. Au dessus de 10 km, il y a encore des zones de convection qui permettent au nuage d'atteindre l'altitude de 14 km dans la simulation. Cette valeur est identique à celle déduite des observations du satellite GOES-8 dans l'infrarouge.

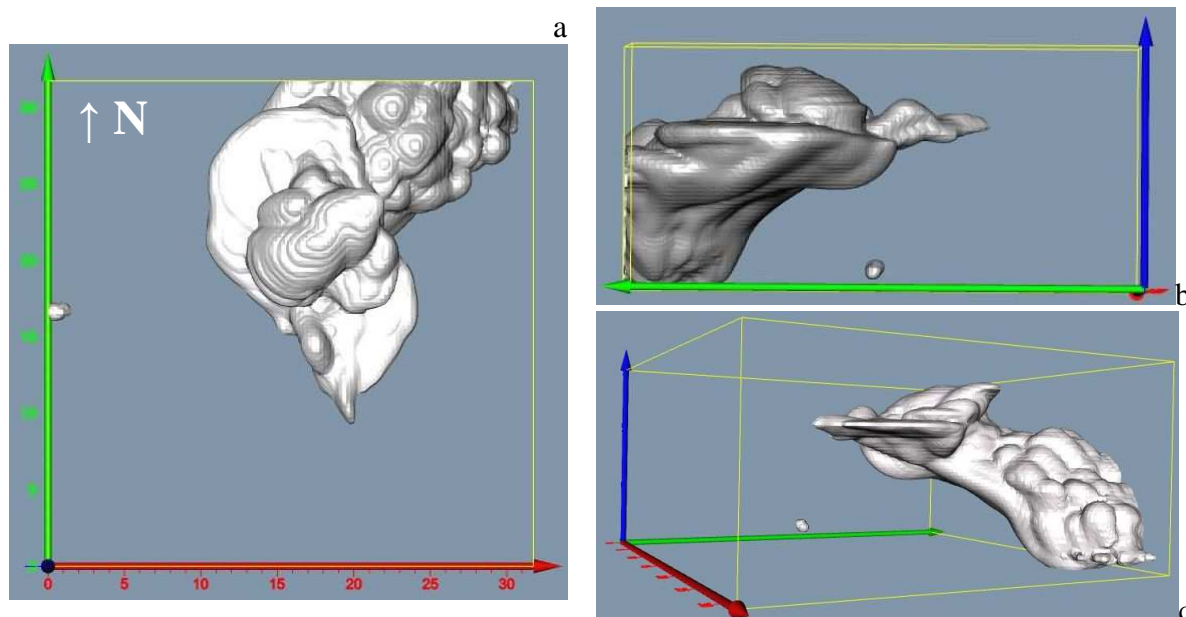


Figure 3.5 : Nuage simulé par DESCAM 3D après 41 minutes d'intégration. La valeur de 0.01 g m^{-3} pour le contenu total en eau (liquide + glace) a été choisie comme valeur limite entre le nuage et l'air environnant. La figure a est une vue du dessus, les figures b et c de côté.

2.3 Simulation des mesures aéroportées

2.3.1 Choix du temps de passage et de la trajectoire de l'avion

D'après Heymsfield et al. (2005), le sommet du nuage a atteint l'altitude de 14 km au moment où l'avion débute les mesures et l'enclume a une extension d'environ 20 km. Dans la simulation avec DESCAM 3D, l'arrivée des premiers noyaux de vent fort à 10 km d'altitude a lieu après 38 minutes d'intégration. Le vent ascendant fort à 10 km perdure ensuite pendant plusieurs minutes, et, pendant ce temps le vent horizontal permet la dispersion des hydrométéores et la formation de l'enclume. Vers 41 minutes d'intégration, le nuage simulé a bien un sommet autour 14 km et une enclume qui s'étend sur environ 20 km dans la direction Nord-Sud (cf. Fig. 3.5). Dans notre recherche d'une trajectoire représentative de celle de l'avion, nous nous sommes donc restreints aux résultats de DESCAM 3D obtenus entre 40 et 42 minutes d'intégration.

La figure 3.6 représente le vent vertical simulé par DESCAM 3D après 41 minutes d'intégration. Une telle figure est difficilement exploitable quantitativement. En revanche, elle permet de visualiser très clairement l'hétérogénéité qui règne dans le nuage. On est loin de la représentation cylindrique classique où l'on approxime la dynamique des nuages convectifs avec une ascendance au centre entourée par des descendance. De plus d'après la figure 3.7, les vents verticaux au sein du nuage peuvent dépasser les 20 m s^{-1} même à 10.25 km d'altitude. Les paramètres nuageux évoluent donc très rapidement dans

le temps. Cette double hétérogénéité spatiale et temporelle rend la comparaison entre les résultats du modèle et les données récoltées lors du passage de l'avion délicate.

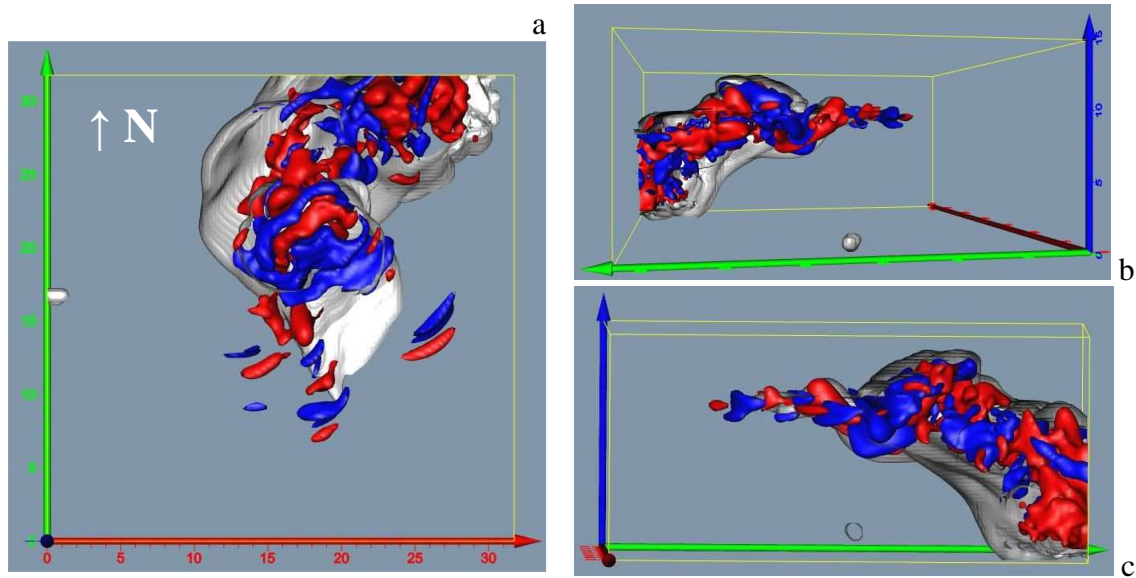


Figure 3.6 : Vent vertical simulé par DESCAM 3D après 41 minutes d'intégration. Les enveloppes bleues correspondent à -5 m s^{-1} et les rouges à $+5 \text{ m s}^{-1}$. L'aspect général du nuage est rappelé à l'aide de l'enveloppe grise qui correspond, comme pour la figure 3.5 à 0.01 g m^{-3} pour le contenu total en eau condensée (liquide + glace).

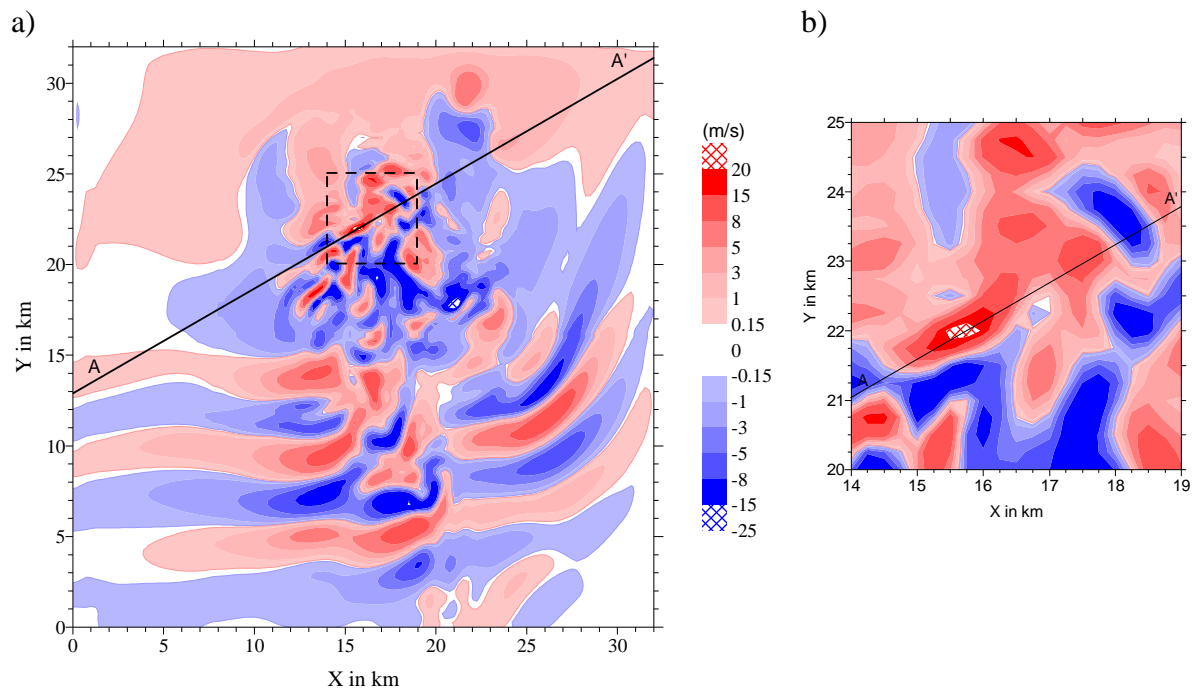


Figure 3.7 : Vent vertical (m/s) selon une coupe horizontale à l'altitude de 10.25 km et après 41 min d'intégration. Le carré délimité par des tirets sur la figure 3.7a a été reproduit et agrandi sur la figure 3.7b. Le segment AA' représente la direction choisie pour les coupes verticales des figures 3.8 et 3.10.

Néanmoins, autour de 41 min d'intégration (cf. Fig. 3.7a), il est possible de retrouver une structure dynamique qui correspond à celle observée par Heymsfield et al. (2005). Le long de la ligne AA', entre X=14.5 et 16.25 km (Fig. 3.7b et 3.8), on rencontre une zone d'ascendance forte avec des vents verticaux maximums supérieurs à 20 m s^{-1} , ce qui correspond à la zone B décrite par Heymsfield et al. (2005). Ensuite, entre X=16.25 et 17.7 km, le vent vertical s'affaiblit et oscille entre 13 et 5 m s^{-1} . Cette région est donc assimilée à la zone C. Enfin, la zone D caractérisée par une descendance se retrouve entre X=17.7 et 18.25 km, bien que les vents verticaux descendants simulés jusqu'à -13 m s^{-1} (Fig. 3.8) soient supérieurs à ceux observés (autour de -8 m s^{-1} , cf. Fig. 3.2a). La ligne AA' représente donc une trajectoire possible pour l'avion et nous allons maintenant étudier les caractéristiques microphysiques (contenu, spectres et nombre des hydrométéores) le long de cette trajectoire.

2.3.2 Contenus en eau et en glace

La figure 3.8 représente l'évolution de la vitesse verticale et des contenus en eau et en glace à 10.25 km d'altitude sur 5 km selon la direction AA' (cf. Fig. 3.7b). Dans un premier temps, nous nous intéressons au contenu en glace nuageuse. D'après la figure 3.2c, le contenu en glace nuageuse passe par une valeur maximale autour de 1 g m^{-3} dans la région B, puis diminue régulièrement au cours du passage de l'avion dans les régions C et D. La valeur maximale du contenu en glace nuageuse simulée par le modèle (0.75 g m^{-3}) est du même ordre de grandeur que celle mesurée (1 g m^{-3}). Cependant ce maximum a lieu autour de la position X=16.75 km, soit dans la zone C et non pas dans la zone B. En suivant le trajet simulé pour l'avion, le maximum du contenu en glace nuageuse se produit tout de même avant celui du contenu en eau (autour de X=17.5 km), ce qui est conforme aux observations.

D'après les mesures effectuées lors de la traversée du nuage (Fig. 3.2c), le contenu en glace précipitante varie significativement : on a un premier maximum dans la zone B avant une diminution brutale au début de la zone C et un maximum aussi important que le premier à la fin de la zone C. Dans les résultats du modèle, on retrouve la présence de deux maxima distincts (Fig. 3.8), cependant, le maximum dans la zone C (1.2 g m^{-3}) a une valeur double de celui de la zone B (0.6 g m^{-3}). Tout comme dans les observations, on a également une diminution très brutale du contenu en glace précipitante durant la transition entre les zones C et D.

Le contenu en eau liquide est un des paramètres les mieux reproduits par le modèle : la valeur simulée correspond à celle mesurée (0.3 g m^{-3}) et l'eau n'est présente en quantité significative que dans la zone C. La zone B est quasiment dépourvue d'eau sous forme liquide (cf. Fig. 3.2b).

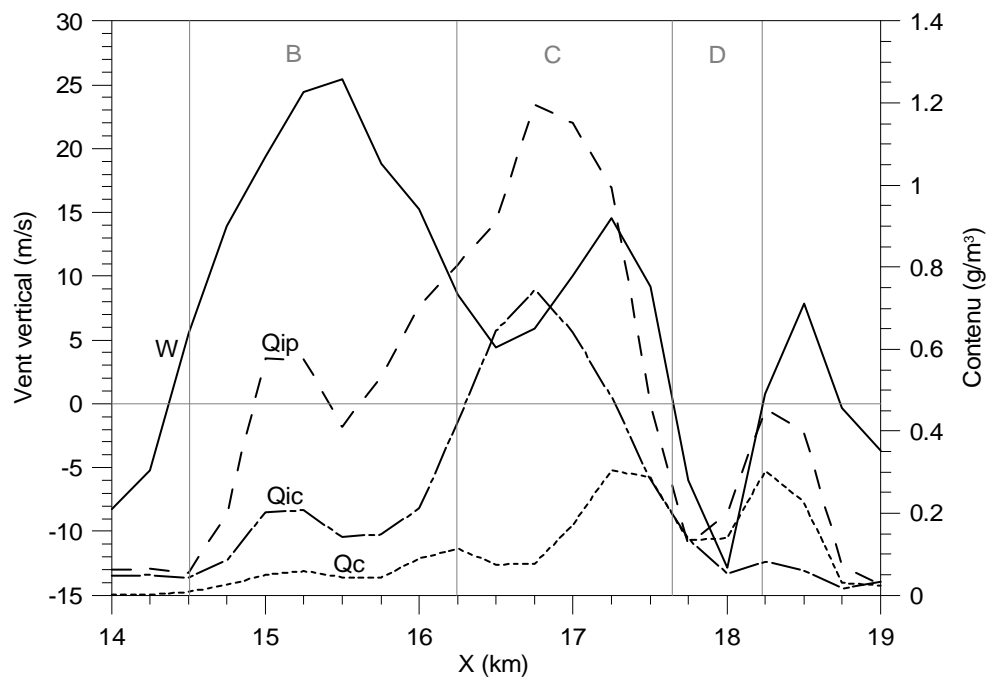


Figure 3.8 : Vitesse verticale (w), contenus en eau nuageuse (Q_c), en glace nuageuse (Q_{ic}) et en glace précipitante (Q_{ip}) simulés par DESCAM 3D à 10.25 km d'altitude et selon la direction AA' (cf. Fig. 3.7). Contrairement à la figure 3.2c, l'échelle adoptée pour les contenus est linéaire. L'évolution de la vitesse verticale sert à délimiter les différentes zones B, C et D.

On trouve le meilleur accord entre les observations et les résultats du modèle pour la zone C. Le contenu en eau maximal simulé est identique à celui observé. Le contenu total en glace simulé approche les 2 g m^{-3} comme dans les observations. La répartition entre les réservoirs « glace nuageuse » et « glace précipitante » est cependant un peu différente : les mesures donnent une contribution au IWC à peu près équivalente des deux réservoirs alors que la contribution des gros cristaux est supérieure à celle des petits dans le modèle. La transition entre les zones C et D est caractérisée dans le modèle par une chute brutale de tous les contenus (Q_c , Q_{ic} et Q_{ip}), conformément aux observations. C'est finalement dans la zone B qu'il y a le moins d'accord entre les mesures et la simulation car les contenus en glace simulés sont inférieurs à ceux observés.

Ainsi, le modèle est capable de reproduire une zone ascendance-descendance d'environ 4 km de large ayant des caractéristiques proches de celles observées. L'ascendance peut être découpée en une zone dépourvue d'eau liquide avec des vents verticaux atteignant les 20 m s^{-1} et une zone mixte avec des vents autour de 10 m s^{-1} . Les contenus en eau nuageuse et en glace précipitante sont assez bien reproduits, alors que le contenu en glace nuageuse est généralement sous-estimé. Pour affiner ces remarques et mieux mettre en lumière les concordances et les divergences entre le modèle et les observations du point de vue des caractéristiques microphysiques du nuage, nous avons

également comparé les spectres simulés par DESCAM 3D à ceux présentés par Heymsfield et al. (2005).

2.3.3 Spectres des hydrométéores

Les particules condensées couvrent une grande gamme de tailles différentes et ne sont donc pas toutes échantillonnées avec le même appareil. Les grosses et les petites particules ont ainsi été tracées dans des figures séparées par Heymsfield et al. (2005), la séparation en taille s'opérant entre 30 et 60 μm de diamètre. Les spectres présentés par Heymsfield et al. (2005) ainsi que ceux simulés par DESCAM 3D dans les trois zones B, C et D sont visibles sur la figure 3.9.

A première vue, il apparaît clairement que ce sont les spectres simulés pour la zone C (position 8) qui sont de loin les plus similaires aux mesures. Pour les petites tailles, le nombre de particules échantillonnées et le CWC sont bien reproduits. Le modèle a cependant légèrement plus d'eau liquide qu'observé à ce moment là. Du côté des grandes tailles, l'allure du spectre au-dessus de 100 μm correspond aux mesures des sondes 2DC et HVPS. Toutefois, les particules entre 30 et 100 μm sont visiblement plus nombreuses dans le modèle que dans les observations.

Pour la zone D (position 9), le nombre simulé est proche de celui observé. Le contenu total en eau condensé est cependant inférieur car le spectre simulé est déplacé vers les petites tailles. En comparant les valeurs du CWC et du LWC simulées par le modèle, on s'aperçoit que les particules de taille inférieure à 60 μm sont presque exclusivement des gouttelettes alors que les instruments de mesure n'ont pas détecté d'eau liquide dans la zone D.

Pour les tailles supérieures à 30 μm , on remarque un déficit dans le nombre simulé par DESCAM 3D entre 100 et 1000 μm et un excédent dans les tailles 30 à 100 μm . De manière plus générale, on retrouve une rupture de pente autour de 100 μm dans les trois spectres simulés.

Enfin, ce sont les spectres simulés par le modèle pour la zone B qui sont les plus éloignés de ceux mesurés. On ne retrouve absolument pas la grande quantité de particules observées entre 15 et 40 μm . De même, les particules les plus grandes (diamètre supérieur à 200 μm) sont largement sous-représentées dans le modèle.

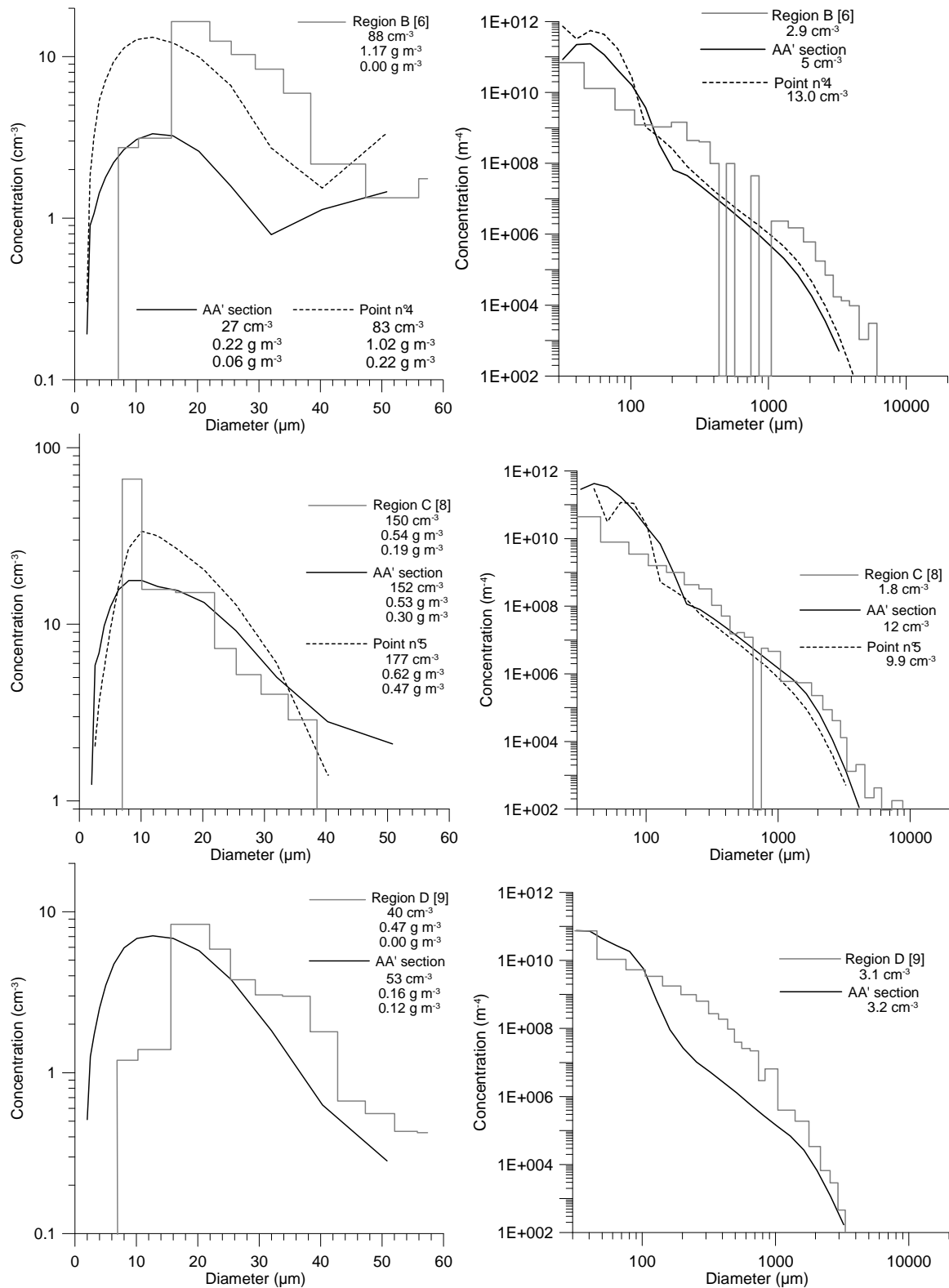


Figure 3.9 : Spectres des particules condensées mesurés par Heymsfield et al (2005) et simulés par DESCAM 3D. Les positions (numéros entre crochets) 6, 8 et 9 ont été choisies car elles correspondent respectivement aux zones B, C et D préalablement définies (cf. Fig. 3.2). Dans les spectres de gauche, les trois chiffres indiquent : le nombre de particules par cm⁻³, le contenu en eau condensée (CWC) en g m⁻³ calculé avec l'hypothèse que toutes les particules sont des sphères d'eau liquide et enfin le contenu en eau liquide (LWC) en g m⁻³ mesuré par la sonde RICE. Pour les spectres de droite, le nombre donné représente la concentration des particules de diamètre supérieur à 30 μm. Les spectres en traits pointillés correspondent aux points 4 et 5 (cf. Fig. 3.16) et sont discutés au paragraphe 2.4.

La comparaison des spectres simulés et observés dans les régions B, C et D du nuage montre que le modèle a généralement peu de cristaux de petite taille. Ce sont les gouttelettes qui occupent principalement les tailles entre 10 et 40 μm . Les processus de collection étant quasi inefficaces pour les hydrométéores de très petite taille, la présence de ces gouttes à la place de cristaux de glace est peut-être la marque d'une limitation des schémas utilisés pour la nucléation des cristaux, qui ont du mal à « congeler » les plus petites gouttelettes. Dans DESCAM 3D, la grande majorité des cristaux ont une taille supérieure à 40 μm . L'absence de cristaux de petite taille a pour conséquence des contenus simulés en glace nuageuse faibles et inférieurs à ceux observés.

Du côté des grandes tailles, les nombres de cristaux simulés sont régulièrement inférieurs à ceux observés. Une explication possible fait intervenir la masse volumique des cristaux. D'après les observations, la masse volumique des cristaux de glace est très variable. Plus la taille augmente, plus la masse volumique diminue. Par exemple, la masse volumique des cristaux de forme colonne peut aller de 0.9 g cm^{-3} pour les très petites tailles à $\rho \approx 0.5 \text{ g cm}^{-3}$ pour une colonne de longueur supérieure à 1 mm. La masse volumique d'une particule glacée est également influencée par l'agrégation et le givrage. La variation de la masse volumique en fonction de la taille et de la forme des particules de glace et des processus microphysiques de collection est délicate à traiter dans les modèles. Ainsi, le traitement de la masse volumique des cristaux est très variable d'un modèle à l'autre (cf. chapitre 1, paragraphe 1.2).

Dans DESCAM 3D, la masse volumique de la glace est égale à 0.9 g cm^{-3} quelque soit la taille du cristal. Cette hypothèse est en adéquation avec les processus de nucléation hétérogène et homogène, qui forment des cristaux de forme sphérique principalement à partir du réservoir des gouttes, et avec le processus de givrage car la densité observée pour des particules givrées varie entre 0.05 et 0.89 g cm^{-3} (Prupaccher and Klett, 1997). Notre modèle ne considérant pas le processus d'agrégation des cristaux, nous ne pouvons pas non plus former des flocons de neige de densité comprise entre 0.01 et 0.2 g cm^{-3} (Prupaccher and Klett, 1997). Or dans DESCAM 3D, la masse volumique intervient en particulier pour revenir à la taille des cristaux à partir de la grille qui est en masse. Ainsi, une modification de la masse volumique des cristaux de 0.9 à 0.5/0.3 g cm^{-3} conduirait à une augmentation de 20/40% du rayon calculé à partir d'une même masse de départ, et modifierait certainement l'allure des spectres du côté des grandes tailles.

Enfin, il faut également rappeler que le calcul du contenu en glace pour les grandes tailles de cristaux est réalisé à partir des images de la sonde 2D-C ou encore du HVPS (High Volume Particle Spectrometer), moyennant un certain nombre d'hypothèses sur la masse volumique des cristaux. De ce fait, la comparaison des contenus intégrés comme celle des spectres sont toutes les deux dépendantes d'hypothèses relatives à la masse

volumique des cristaux, hypothèses qui sont différentes entre DESCAM 3D et les travaux d'Heymsfield et al (2005).

2.3.4 Nombre des hydrométéores

Afin de réduire l'importance de la masse volumique dans la comparaison des résultats du modèle et des observations, nous nous sommes finalement intéressés au nombre des hydrométéores. La figure 3.10 représente le nombre des hydrométéores pour la coupe verticale à travers le nuage selon la direction AA' (cf. Fig. 3.7). On remarque qu'il y a une grande hétérogénéité verticale et horizontale dans les nombres simulés autour de 10 km. Pour les gouttes par exemple, leur nombre est divisé par deux entre les altitudes 9 km et 10 km autour de X=17 km. A 10 km, le nombre de cristaux a aussi diminué de moitié entre les positions X=16 km et X=16.5 km.

Les zones d'ascendance et de descendance sont signalées sur la figure 3.10 respectivement par les lignes rouges et noires. Trois ascendances particulièrement intéressantes ont été désignées par a1, a2 et a3. Les vents verticaux maximums à 10 km dépassent 20 m s^{-1} pour a1, mais restent autour de 10 m s^{-1} pour a2 : par rapport aux notations d'Heymsfield et al (2005), a1 correspond donc à la région B, a2 à la région C.

Pour l'altitude 10 km, on trouve dans l'ascendance a1 relativement peu de gouttes (leur nombre est largement inférieur à 100 cm^{-3}). Le nombre maximal de gouttes à 10 km peut être estimé à environ 200 cm^{-3} et a lieu dans la zone d'ascendance a2. Pour les cristaux, le nombre maximal rencontré à 10 km est autour de 10 cm^{-3} . En comparaison, les spectres d'Heymsfield et al. (2005), donnent un nombre maximal d'hydrométéores autour de 220 cm^{-3} dans la région C (mixte), et 88 cm^{-3} dans la région B (entièrement glacée). Dans le modèle comme dans les observations, le nombre total des hydrométéores est donc bien plus important lorsque la phase liquide est présente.

Concernant la phase glace, la comparaison des nombres simulés et mesurés met encore en lumière un manque de cristaux dans les simulations de DESCAM 3D, surtout dans la zone B. On remarque par contre, que le nombre de gouttes dans la zone B est compris entre 10 et 100 cm^{-3} . Donc si toutes ces gouttes avaient congelé pour donner des cristaux, le nombre de cristaux simulé serait nettement plus proche de celui observé.

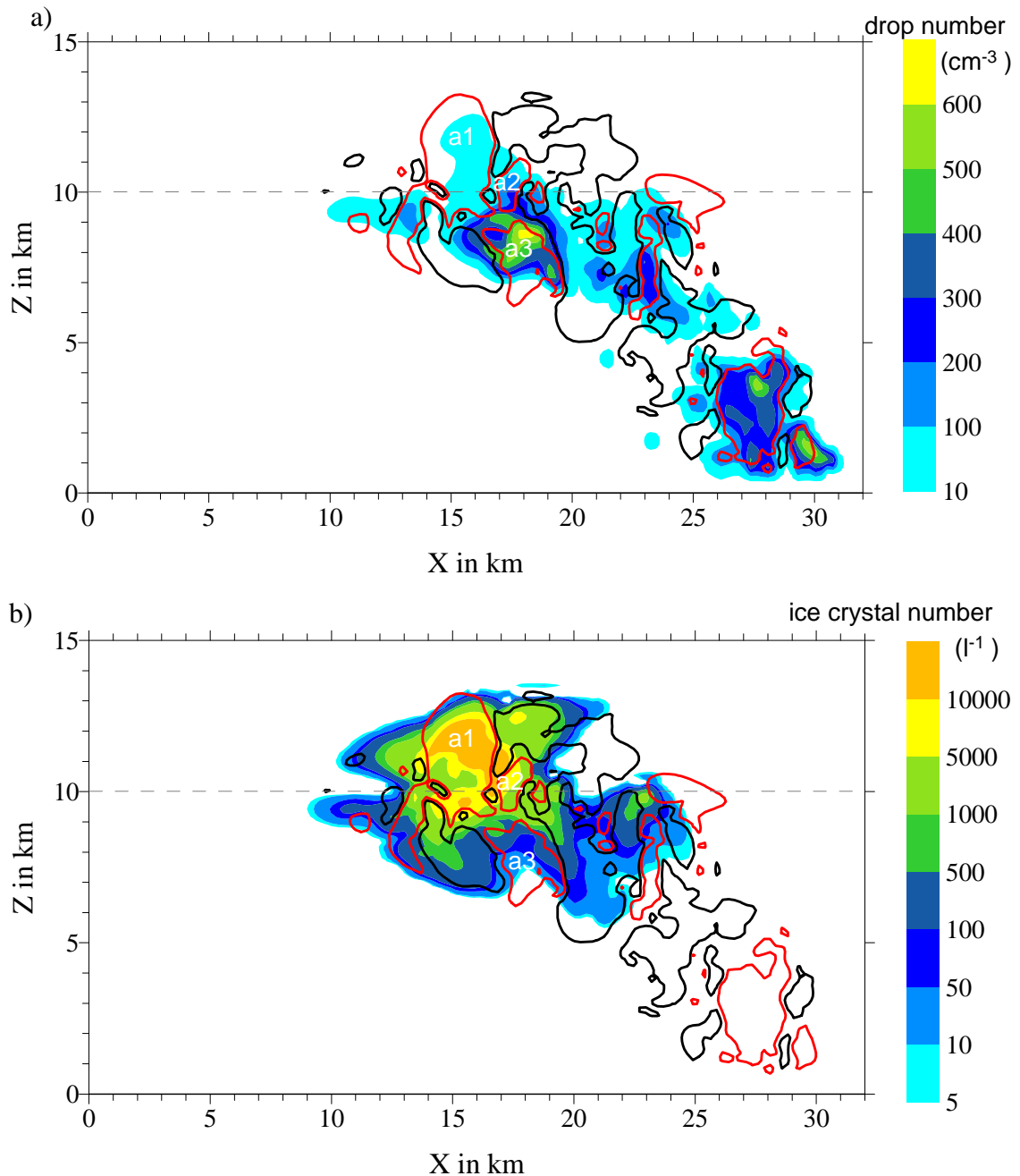


Figure 3.10 : a) Nombre des gouttes (cm^{-3}) simulé par DESCAM 3D en coupe verticale selon la direction AA' (cf. Fig. 3.7). b) Idem pour le nombre des cristaux (l^{-1}). Sur les deux figures, les zones d'ascendance verticales ($w > 2 \text{ m s}^{-1}$) sont signalées par les contours rouges et les zones de descendance ($w < -2 \text{ m s}^{-1}$) par les contours noirs.

2.3.5 Température

La figure 3.11 montre l'évolution de la température mesurée au cours du passage de l'avion. La transition entre la zone B et C est marquée par une diminution brutale de la température d'environ 3°C . Les observations d'Heymsfield et al. (2005) sont intéressantes dans la mesure où l'on a un minimum de température dans la zone C (cf. Fig. 3.11) et un maxima dans la zone B alors que du point de vue dynamique, dans les

deux cas les vents sont ascendants (cf. Fig. 3.2a), et du point de vue microphysique, c'est la région C, où les températures sont les plus froides, qui contient de l'eau liquide et la région B, où les températures sont les plus « élevées », qui est totalement glacée. Le champ de température à 10 km simulé par le modèle est présenté sur la figure 3.12.

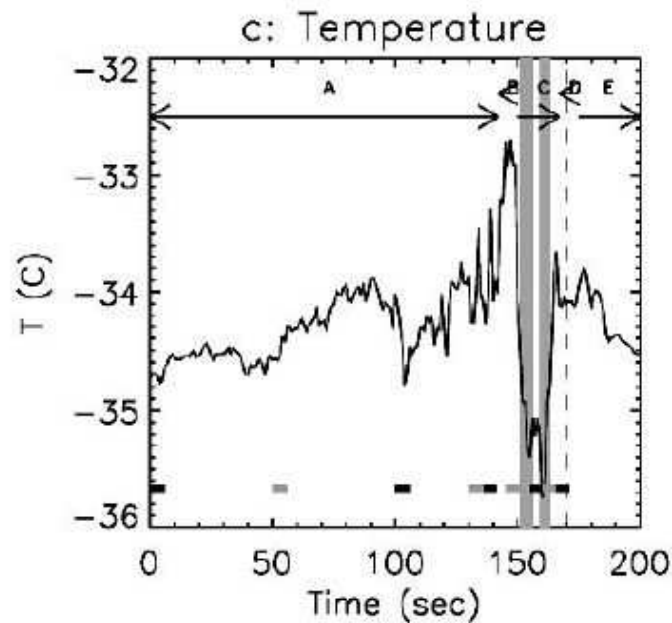


Figure 3.11 : Température (°C) mesurée lors du passage de l'avion dans le nuage.

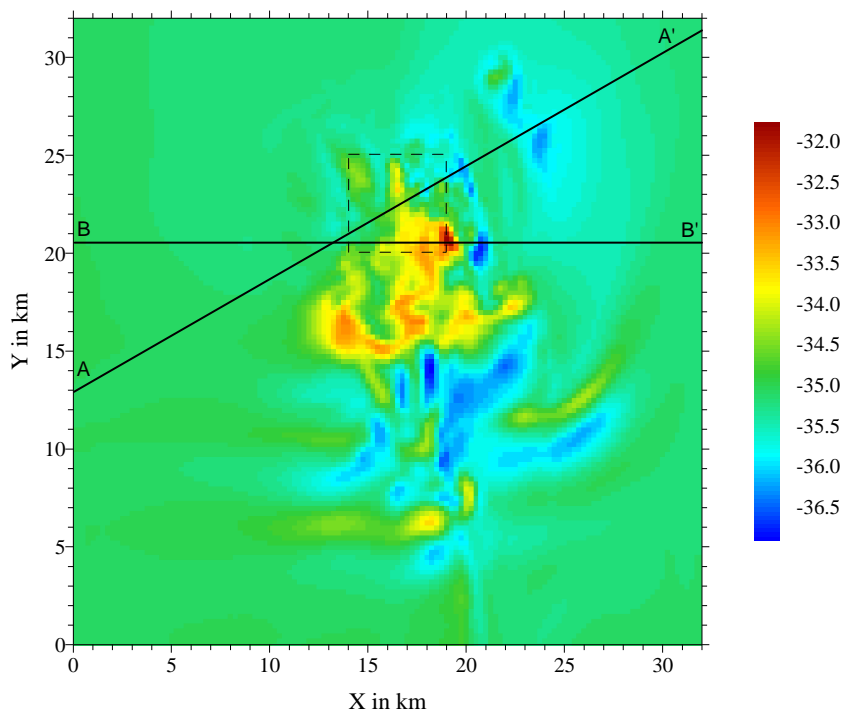


Figure 3.12 : Champ de température à 10 km simulé par le modèle après 41 minutes d'intégration.

A 10 km d'altitude règne, dans le modèle, une température d'environ -34.5°C , comme observé sur les bords du nuage (Fig. 3.11). On constate d'une part que la gamme des températures simulées est encore plus grande (4.5°C) que l'écart noté à partir de la figure 3.11 (3°C). D'autre part, des changements peuvent avoir lieu brutalement : le long de la direction BB', on passe par exemple d'une température voisine de -32°C en $X=19.5$ km, à -35°C sur une distance d'environ 2 km. Le champ de température simulé présente donc des caractéristiques semblables à celui observé.

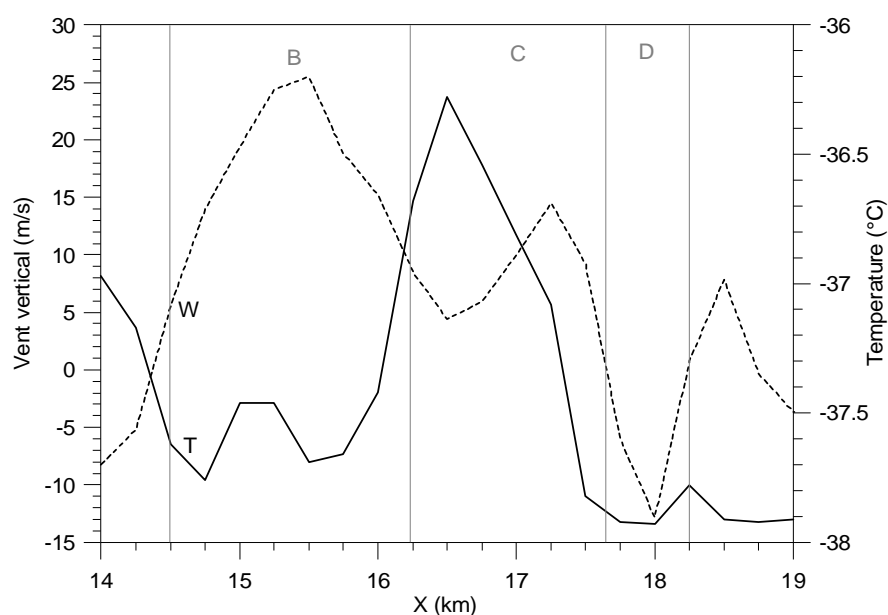


Figure 3.13 : Evolution de la vitesse verticale et de la température le long de la trajectoire AA' (cf. Fig. 3.7a et 3.12) à 10.25 km.

Le long de l'axe AA' choisi précédemment, les variations de la température sont plus atténuées (moins de 2°C) et sont quasiment l'inverse des observations (cf. Fig. 3.13). Heymsfield et al. (2005) voient la température passer par un maximum dans la région B, puis par un minimum dans la région C, alors que dans le modèle la température diminue lors de la traversée de la région B et passe par un maximum dans la région C. Les températures reportées sur la figure 3.13 sont plus froides que celles observées car l'altitude choisie est légèrement plus élevée (10.25 km dans le modèle par rapport à 9.98 km pour le vol de l'avion).

Le long de la trajectoire AA' la température simulée par le modèle est donc différente des observations. Pourtant, d'après la figure 3.12, il existe des zones à 10 km d'altitude où la température varie de plusieurs degrés sur quelques kilomètres, par exemple entre 19 et 22 km le long de la ligne BB'. Dans la suite de ce paragraphe, nous avons choisi d'étudier une telle zone pour voir s'il était possible de retrouver, avec la modélisation 3D, une situation proche de celle observée.

La figure 3.14 représente la vitesse verticale le long de la direction BB' (cf. Fig. 3.12). Les variations verticales de la température sont visibles grâce aux isocontours en noir. Par exemple, l'isocontour $T=-35\text{ °C}$ se situe à 10.25 km d'altitude au niveau de $X=19\text{ km}$ mais seulement autour de 9.75 km vers la position $X=21\text{ km}$. On localise donc bien la situation décrite par les observations à savoir que pour une même altitude, on traverse d'abord une zone où la température est plus élevée et ensuite une zone où la température est plus basse par rapport à la température régnant à cette altitude dans les zones sans nuage.

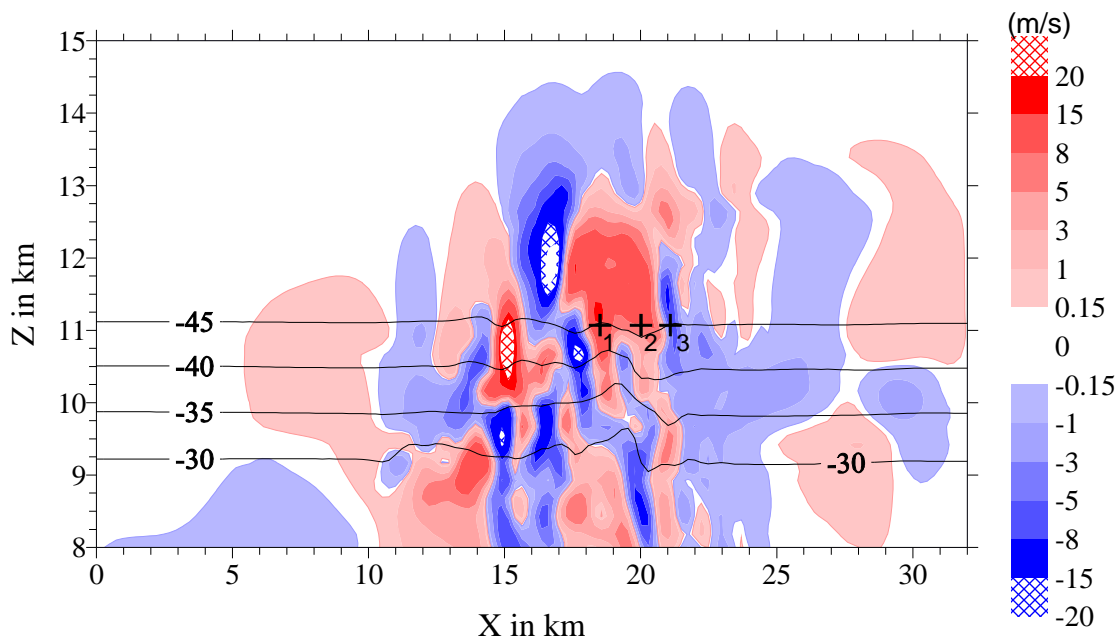


Figure 3.14 : Coupe du vent vertical suivant la trajectoire BB' ($Y=21.75\text{ km}$, cf. Fig. 3.12) après 41 minutes d'intégration. Les traits noirs donnent les iso-contours pour la température.

D'après la figure 3.14, la zone où la température chute brutalement correspond à une descendance vers 9 km, à une zone de transition entre descendance et ascendance vers 10 km et à une zone d'ascendance vers 11 km. Il est donc difficile de corréler directement la variation de la température avec une situation dynamique. Par contre, il est intéressant de constater qu'autour de 11 km, la dynamique en place s'approche de celle observée par Heymsfield et al. (2005) (cf. Fig. 3.2). A cette altitude, le point numéroté 1 dans la figure 3.14 correspond à une ascendance forte ($w > 15\text{ m s}^{-1}$), le point 2 à une ascendance faible et le point 3 à une descendance. La figure 3.15 représente ainsi la vitesse verticale et la température pour un vol de l'avion suivant la coupe de la figure 3.14 et à une altitude constante de 11 km.

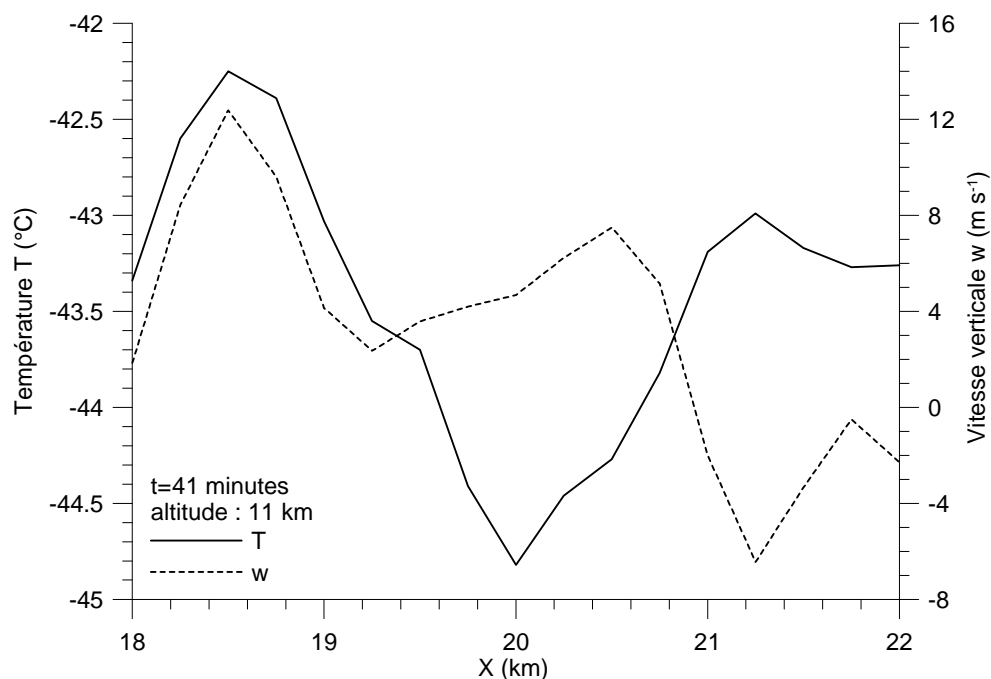


Figure 3.15 : Evolution du vent vertical (en pointillés) et de la température (en trait plein) à 11 km d'altitude selon la direction BB' (cf. Fig. 3.12).

La figure 3.15 montre les mêmes caractéristiques que les observations d'Heymsfield et al. (2005). Les températures les plus « élevées » sont rencontrées dans une zone de forte ascendance (entre X=18 et 19 km) et une zone de descendance (à partir de X=21 km) alors que le minimum de température est en plein dans la zone de faible ascendance (entre X=19.5 et 20.5 km). Par contre, vu que l'altitude est de 11 km, la microphysique est bien différente de celle observée, comme le montre le tableau 3.1. En particulier, les contenus en eau sont très faibles et l'eau liquide est principalement présente dans la zone de forte ascendance équivalente à la zone B. La zone de faible ascendance assimilable à la région C est ici quasiment dépourvue d'hydrométéores.

Tableau 3.1 : Valeurs de la vitesse verticale, de la température, du contenu en eau (LWC) et en glace (IWC) aux points 1, 2 et 3 de la figure 3. 14.

	Position		Vitesse verticale (m s ⁻¹)	Température (°C)	LWC (g m ⁻³)	IWC (g m ⁻³)
	X (km)	Y (km)				
1	18.5	21.75	13	-42.2	0.1	3.0
2	20.0	21.75	5	-45.8	0.03	0.13
3	21.25	21.75	-6	-43	2.10 ⁻⁴	0.1

2.3.6 Résumé

En résumé, la direction AA' (cf. Fig. 3.7) a été choisie parce qu'elle représente la direction prise par l'avion et que l'on y retrouve une structure dynamique proche de celle

observée avec une forte ascendance (région B), une ascendance moyenne (région C) et une descendance (région D) sur une distance de 4 km. Du point de vue microphysique, l'eau liquide est présente en quantité significative uniquement dans la région C, et le nombre ainsi que le spectre simulé sont similaires aux mesures. Du point de vue de la phase glace, la comparaison des contenus et des spectres est rendue plus délicate du fait des hypothèses faites sur la masse volumique dans le modèle et pour le calcul des contenus observés. Cependant, les contenus en glace précipitante sont plutôt bien reproduits, alors que le nombre et la masse des petits cristaux nuageux sont sous-estimés dans le modèle. Dans la région B par exemple, le modèle a encore des petites gouttes alors que dans les observations, cette partie de l'ascendance est entièrement glacée. Le manque de petits cristaux est sans doute à relier à la nucléation des cristaux qui est un des processus microphysiques les plus difficiles à représenter car les paramétrisations proposées restent entachées d'une grande incertitude. La température est le paramètre le moins bien simulé par le modèle le long de la direction AA'. Il est cependant possible de trouver un meilleur accord entre simulation et observation pour la température si on choisit une trajectoire un peu différente de AA' (par exemple : BB').

2.4 Simulation des observations aéroportées sans contraintes de temps et de position liées au vol de l'avion

Au paragraphe 2.3, nous avons vu que le long de la trajectoire AA', les résultats du modèle étaient cohérents avec les observations du point de vue du vent vertical et de la microphysique, mais pas de la température. A l'inverse, une coupe selon la direction BB' donne des résultats proches des observations pour le vent vertical et la température, mais pas pour les caractéristiques microphysiques. Dans ce paragraphe, nous avons recherché des points du domaine autour de 10 km d'altitude où à la fois, la vitesse verticale, la température et les caractéristiques microphysiques simulés sont proches de celles observées. Par contre, nous avons laissé de côté la position respective des points dans le domaine et nous avons considéré les résultats du modèle entre 35 et 41 minutes d'intégration.

Le tableau 3.2 donne un exemple de deux points (numérotés 4 et 5) qui pourraient correspondre aux zones B et C observées par Heymsfield et al. (2005). Au point n°4 règne une vitesse verticale supérieure à 15 m s^{-1} , et une température de $-34 \text{ }^{\circ}\text{C}$. Le contenu en glace est proche de 2 g m^{-3} , alors que l'eau liquide est très peu présente (0.1 g m^{-3}). Au point n°5, la température est plus froide de $2.3 \text{ }^{\circ}\text{C}$ par rapport au point n°4, alors que le vent vertical est toujours ascendant. La glace reste prépondérante mais l'eau liquide représente cette fois un contenu de 0.5 g m^{-3} . Les points 4 et 5 ont donc à la fois une

vitesse, une température et des contenus en eau et glace proches des observations d'Heymsfield et al. (2005). En revanche, le point n°5 assimilable à la zone C est positionné au nord-ouest par rapport au point n°4 sensé représenter la zone B (cf. Fig 3.16). Pour avoir un bon accord entre le modèle et les observations, le vol de l'avion simulé dans le modèle devrait donc aller du sud-est vers le nord-ouest au lieu de l'ouest vers l'est.

Tableau 3.2 : Valeurs de la vitesse verticale, de la température, du contenu en eau (LWC) et en glace (IWC) aux points n°4 et 5 à 10.125 km d'altitude et à t=38 min 20 s.

	Position		Vitesse verticale (m s^{-1})	Température ($^{\circ}\text{C}$)	LWC (g m^{-3})	IWC (g m^{-3})
	X (km)	Y (km)				
4	20.5	24	16.2	-34.5	0.1	1.7
5	18.75	26	9.6	-36.8	0.5	1.0

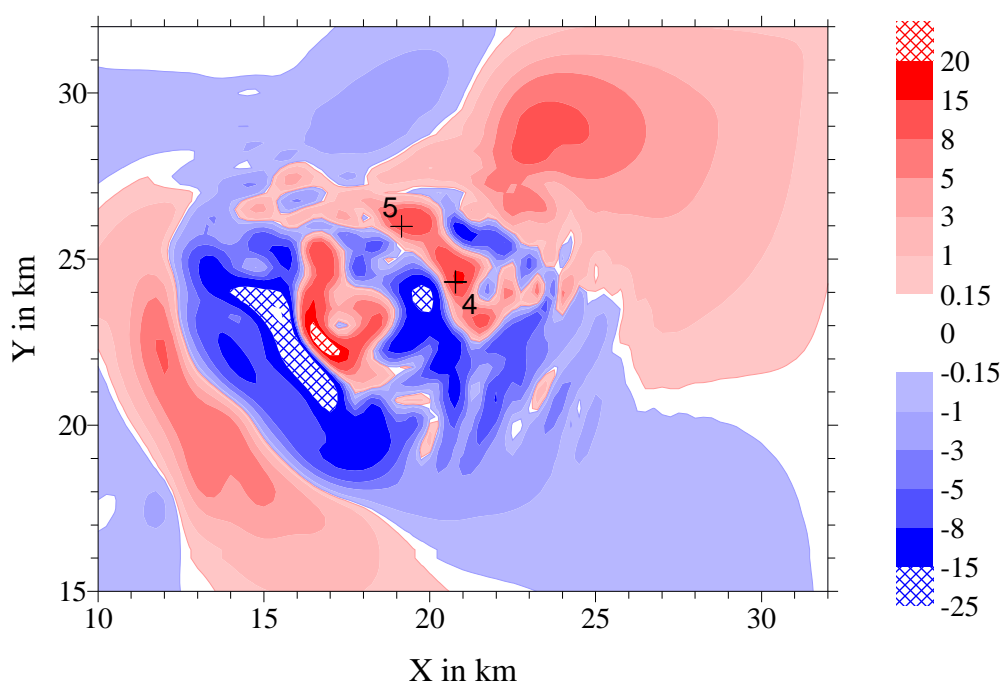


Figure 3. 16 : Position des points 4 et 5 dans le domaine simulé à 38 min 20s et 10.125 km d'altitude.

En réalité entre 35 et 41 minutes d'intégration, il est possible de trouver de nombreux points autour de 10 km d'altitude qui présentent des caractéristiques proches de celles de la région B ou de la région C. Les deux points présentés dans le tableau 3.2 sont particuliers dans le sens où ils sont situés exactement à la même altitude (10.125 km) et les valeurs proches des observations pour les quatre paramètres w , T , LWC et IWC sont trouvées pour le même temps d'intégration (38 min 20 s).

Les spectres simulés autour des points 4 et 5 sont tracés sur la figure 3.9 en traits pointillés. Par rapport aux spectres simulés le long de la trajectoire AA' (lignes continues

noires sur la figure 3.9), on constate une très nette amélioration des spectres simulés dans la région B pour les tailles inférieures à 60 μm . Par contre, du côté des grandes tailles, on retrouve les caractéristiques évoquées précédemment. Les cristaux sont principalement regroupés autour dans la gamme 40-100 μm et on a donc toujours un manque d'hydrométéores de tailles supérieures à 100 μm dans le modèle.

2.5 Interprétation des mesures aéroportées

Les paragraphes 2.3 et 2.4 précédents étaient consacrés à la comparaison des résultats du modèle avec les observations disponibles. Deux coupes verticales AA' et BB' ainsi qu'un certain nombre de points du domaine ont été présentés en raison du bon accord entre simulation et observations dans ces cas particuliers. Dans ce paragraphe, l'objectif est d'essayer d'apporter des explications possibles aux zones observées qui ont des propriétés si différentes à si peu de distance, en utilisant les possibilités offertes par un modèle tridimensionnel à microphysique détaillée.

2.5.1 Hypothèse de travail

Dans un premier temps, nous reprenons l'analyse de la figure 3.10, en ne se limitant plus à l'altitude 10km uniquement. Ainsi, en utilisant les informations relatives à la vitesse verticale sur toutes les altitudes, il est intéressant de remarquer que les maxima dans le nombre des hydrométéores sont assez bien corrélés avec les centres ou les sommets des zones d'ascendance. Pour la phase glace, il est probable que le déclenchement de l'ascendance notée a1 sur la figure 3.10b soit à l'origine de la formation de cristaux en grand nombre. Un point intéressant pour la phase liquide concerne la présence d'un maximum dans le nombre des gouttes autour de 8.5 km d'altitude et pour $X=18$ km, qui est corrélé avec le sommet d'une zone d'ascendance (a3). Or, à l'altitude de 10 km, le nombre des gouttes est également maximal autour de $X=17.5$ km.

Ainsi selon la coupe AA', les régions B et C simulées par DESCAM 3D sont en réalité deux ascendances qui cohabitent à l'altitude de 10 km. La zone B simulée correspond au bas d'une ascendance (a1) dont le noyau se situe plutôt autour de 12 km d'altitude et qui s'étend jusqu'à 13 km d'altitude. A l'inverse, la zone C coïncide avec une ascendance modérée (notée a2 sur la figure 3.10a) qui s'arrête autour de 11 km, mais qui surmonte une ascendance plus forte (a3) située dans des couches plus basses (entre 6 et 8 km).

Il est aussi possible que la zone d'ascendance a3 joue un rôle non négligeable dans les caractéristiques microphysiques que l'on obtient à 10 km : les gouttes sont peut-être formées principalement dans l'ascendance a3, puis transportées vers de plus hautes altitudes par l'ascendance a2, qui prend le relais de l'ascendance a3 au dessus de 9 km.

En bref, la figure 3.10 suggère donc une séparation de l'ascendance principale en deux ascendances distinctes. Les régions B et C, qui constituent à elles deux le noyau convectif observé par Heymsfield et al. (2005), ne seraient donc qu'une juxtaposition de deux masses d'air ascendantes mais ayant chacune une histoire différente d'où des caractéristiques microphysiques et thermodynamiques différentes. Pour tester cette hypothèse nous nous proposons d'étudier l'histoire des points 1 à 5 exposés aux paragraphes 2.3.5 (Fig. 3.14) et 2.4 (Fig. 3.16) précédents, en raison du bon accord entre les paramètres simulés en ces points et les mesures d'Heymsfield et al. (2005).

2.5.2 Rétrotrajectoires des points 1, 2 et 3

Le long de la coupe BB' (cf. paragraphe 2.3.5), les structures des champs de température et de vitesse verticale simulés sont proches des observations. Nous avons ainsi recherché l'origine de ces champs de température et de vent en construisant 3 rétrotrajectoires à partir des points 1 à 3 de la Fig. 3.14. La méthode suivie consiste à utiliser les sorties du modèle qui ont été écrites toutes les 20 s entre 34 et 41 min d'intégration. Entre ces 20 s, les champs de température et de vent sont reconstruits par interpolation linéaire. A partir d'une position (X,Y,Z) donnée à t=41 min, la trajectoire pour ce point est ensuite calculée en remontant dans le temps par pas de temps d'1 s.

La figure 3.17 représente les rétrotrajectoires obtenues en fonction du point choisi. Les rétrotrajectoires des points 2 et 3 « s'arrêtent » respectivement à 38 et 35 min : « l'arrêt » d'une rétrotrajectoire traduit la sortie de la particule d'air du domaine simulé ($Y > 32$ km, cf. Fig. 3.17a). D'après la Fig. 3.17b, l'air du point n°1 provient d'une altitude bien plus basse que celui des points 2 et 3. L'ascendance forte au point 1 à 41 min est probablement le reflet à haute altitude de l'ascendance principale du nuage. A l'inverse, l'air correspondant aux points 2 et 3 provient initialement d'une altitude supérieure à 10 km. L'air que l'on retrouve dans la faible ascendance (point n°2) a vu son altitude augmenter progressivement, tandis que l'air de la descendance (point n°3) se trouvait déjà au départ proche de 11 km et a subi une petite perturbation qui l'a fait s'élever de quelques centaines de mètres avant de revenir à 11 km. La trajectoire suivie par le point n°2 est orientée nord-sud alors que celle suivie par le point 3 est plutôt du nord-est en direction du sud-ouest (cf. Fig. 3.17a). Cette différence est le reflet des caractéristiques du

sondage initial (cf. Fig. 3.3) : entre 10 et 11 km, l'orientation du vent passe du nord au nord-est.

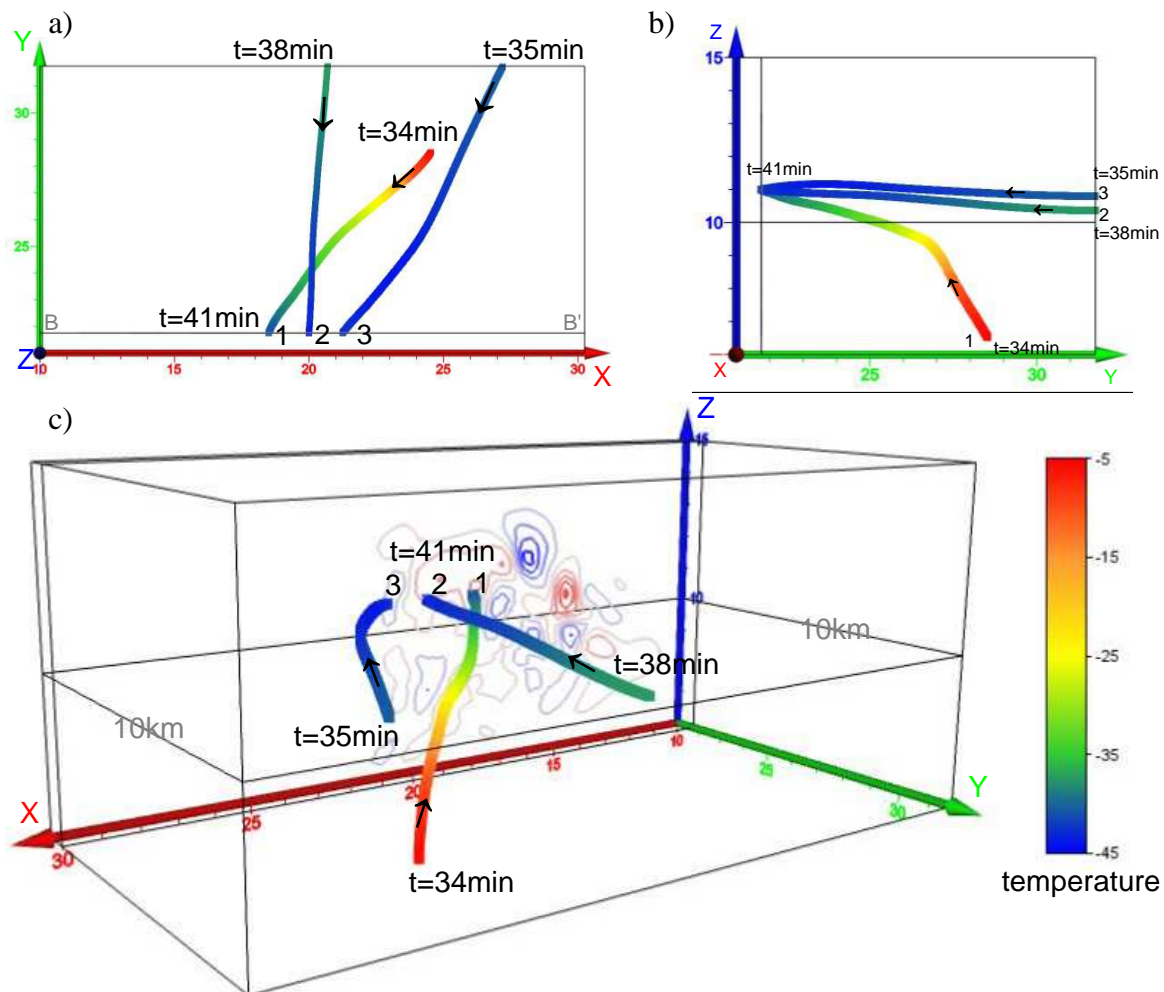


Figure 3.17 a, b et c : Rétro-trajectoires calculées pour les points 1 (ascendance forte), 2 (ascendance moyenne) et 3 (descendance) dans le domaine 3D. La couleur utilisée le long d'une trajectoire représente la température. Sur la figure c, les contours blancs, bleus et rouges reprennent ceux de la figure 3.14 pour la vitesse verticale, sauf que l'abscisse X décroît de gauche à droite.

Les rétrotrajectoires montrent effectivement des histoires très différentes pour les masses d'air des points 1 à 3. En particulier, les points 1 et 2 qui pourraient sembler faire partie de la même masse d'air ascendante si on regarde leurs positions dans le domaine à 41 min d'intégration, se trouvent pourtant à une altitude respective de $Z=8$ et $Z=10.75$ km 6 min auparavant. Il reste maintenant à vérifier que l'hypothèse d'histoires très différentes pour les régions B et C est compatible avec les caractéristiques microphysiques observées dans ces deux zones. Comme les paramètres microphysiques relevés aux points 1, 2 et 3 à 41 min d'intégration ont peu de choses en commun avec les observations d'Heymsfield et al. (2005), il est donc inutile de faire une étude des processus microphysiques le long des rétrotrajectoires des points 1 à 3. En revanche, les points 4 et 5 du paragraphe 2.4 ont été sélectionnés en raison des similitudes entre les valeurs de la température, du vent vertical

et des contenus en eau et en glace, simulées pour ces 2 points à 10.125 km d'altitude et à 38 min 20 s d'intégration et les mesures aéroportées. Nous avons donc décidé d'étudier plus en détails les rétrotrajectoires pour les points 4 et 5 dans le but de voir s'il est possible d'expliquer pourquoi de l'eau liquide est présente dans l'ascendance la plus froide (zone C) et pas dans l'ascendance la plus « chaude » (zone B).

2.5.3 Rétrotrajectoires des points 4 et 5

La méthode de calcul des rétrotrajectoires dans le cas des points 4 et 5 est un peu différente de celle employée pour les points 1 à 3. En effet, entre 35 et 41 minutes, une dizaine de paramètres (la température, les trois composantes du vent vertical, l'humidité relative etc, voir Figs. 3.18 et 3.19) ont été écrits à chaque itération du modèle ($dt=1$ s) pour une partie du domaine 7 de 20×20 points en X et Y et entre $Z=8$ et 10.5 km d'altitude (i.e. 15 points en vertical). A partir de cette quantité de données, il est ainsi possible de reconstituer le trajet d'une parcelle d'air dans ce domaine sans avoir recours à une interpolation des champs de vent (et des autres paramètres) entre deux fichiers de résultats du modèle comme c'était le cas au paragraphe précédent. Ces rétrotrajectoires représentent donc le calcul d'une trajectoire lagrangienne à partir des résultats d'un calcul eulérien.

La figure 3.18 présente l'évolution de l'altitude, de la température, de la vitesse verticale le long des rétrotrajectoires calculées pour les points 4 et 5 étudiés. Sur les figures 3.18a et b, on vérifie que les points 4 et 5 arrivent à la même altitude à $t=38$ min 20 s et que pour ce même moment, la température qui règne au point n°5 est plus froide d'environ 2.5 °C que celle au point n°4.

Tout comme pour les points 1 et 2 du paragraphe précédent, les points 4 et 5 ont suivi des parcours assez différents. A 35 min, les deux points se situent à une altitude inférieure à 9 km (8.6 km pour le point 4 et 8.1 pour le point 5). Entre 35 et 38 min 20 s, le point n°4 a rencontré des vents verticaux forts (jusqu'à 23 m s^{-1} , cf. Fig. 3.18a) mais pas toujours ascendants (-13 m s^{-1} vers $t=37$ min 30 s). Les vitesses verticales associées à la trajectoire suivie par le point n°5 sont fortes au début (supérieures à 15 m s^{-1}) puis plus modérées (entre 12 et 5 m s^{-1}). Contrairement à ce qui se passe pour le point 4, les vitesses verticales pour le point 5 sont toujours ascendantes.

D'après la figure 3.18b, la diminution de la température avec l'altitude est la même pour les points 4 et 5 jusqu'à 9.8 km d'altitude. Au dessus de 9.8 km, la température de la parcelle d'air n°5 continue de diminuer. Pour le point n°4, l'altitude 9.8 km correspond à un moment où les vitesses verticales sont en train de diminuer rapidement. Le

refroidissement adiabatique est donc moins fort pour cette parcelle et la température cesse de diminuer. Quand le point n°4 se met à redescendre en altitude, la température se met même à augmenter du fait de la compression. Ainsi, les évolutions différentes de la température pour les deux parcelles d'air peuvent être facilement expliquées par des considérations dynamiques (trajectoire des masses d'air, vitesses verticales rencontrées...). Cependant, la température est également influencée par les processus microphysiques. Il reste donc à examiner quels sont les changements de phase qui ont pu avoir lieu. Pour ce faire, nous allons étudier l'évolution de l'humidité relative par rapport à l'eau (RH) et par rapport à la glace (RHI) pour les rétrotrajectoires des points 4 et 5 (Fig. 3.19a).

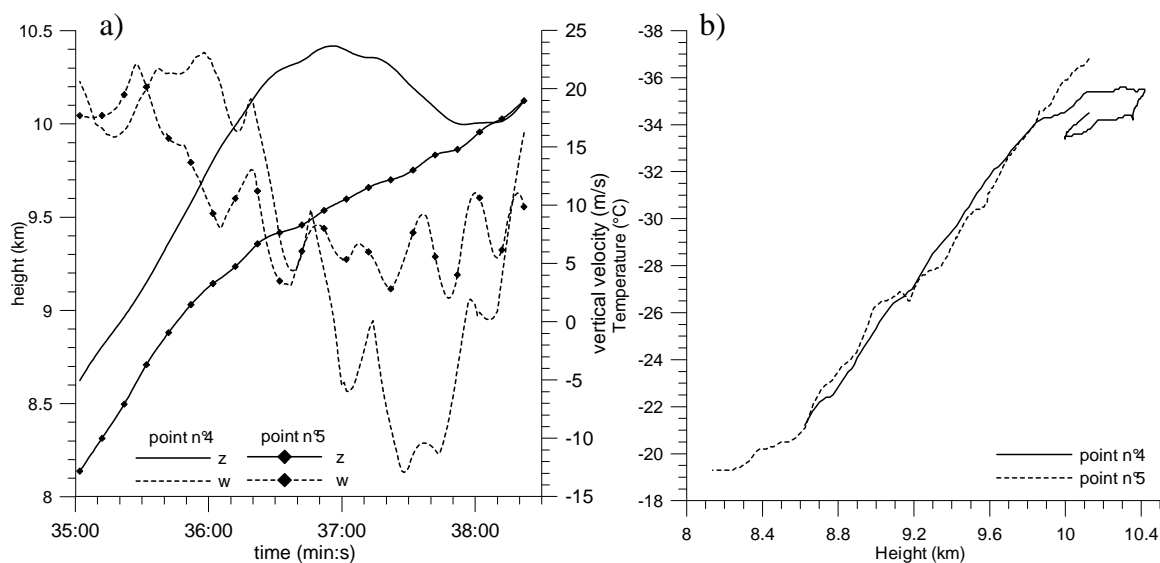


Figure 3.18 : a) Evolution de l'altitude et de la vitesse verticale le long des rétrotrajectoires calculées pour les points 4 et 5 arrivant à 10.125 km à t=38 min 20 s. b) Température en fonction de l'altitude pour les parcelles d'air 4 et 5.

L'évolution du RH et du RHI pour les parcelles d'air 4 et 5 (cf. Fig. 3.19a) peut être divisée en deux parties. Dans un premier temps, les parcelles d'air qui correspondent aux points n°4 et 5 sont sursaturées par rapport à l'eau et à la glace. Les gouttes et les cristaux de glace peuvent ainsi grandir par condensation/déposition de vapeur et ces processus dégagent tous les deux de la chaleur. Les processus microphysiques tempèrent alors le refroidissement lié à la détente de l'air lorsqu'il s'élève en altitude.

A partir de 35 min 30 s, l'air des deux parcelles reste sursaturé par rapport à la glace mais devient sous-saturé par rapport à l'eau. A ce moment, l'effet Bergeron Findeisen devient actif. L'évaporation des gouttes consomme de la chaleur et a exactement l'effet inverse de la déposition de vapeur sur les cristaux qui dégage de la chaleur : il n'est donc plus possible de conclure sur l'influence de la microphysique sur la température à partir de la figure 3.19a uniquement. Pour connaître l'impact des processus microphysiques sur

la température, il est maintenant nécessaire de connaître précisément les quantités de vapeur qui sont transférées depuis la phase liquide et vers la phase solide.

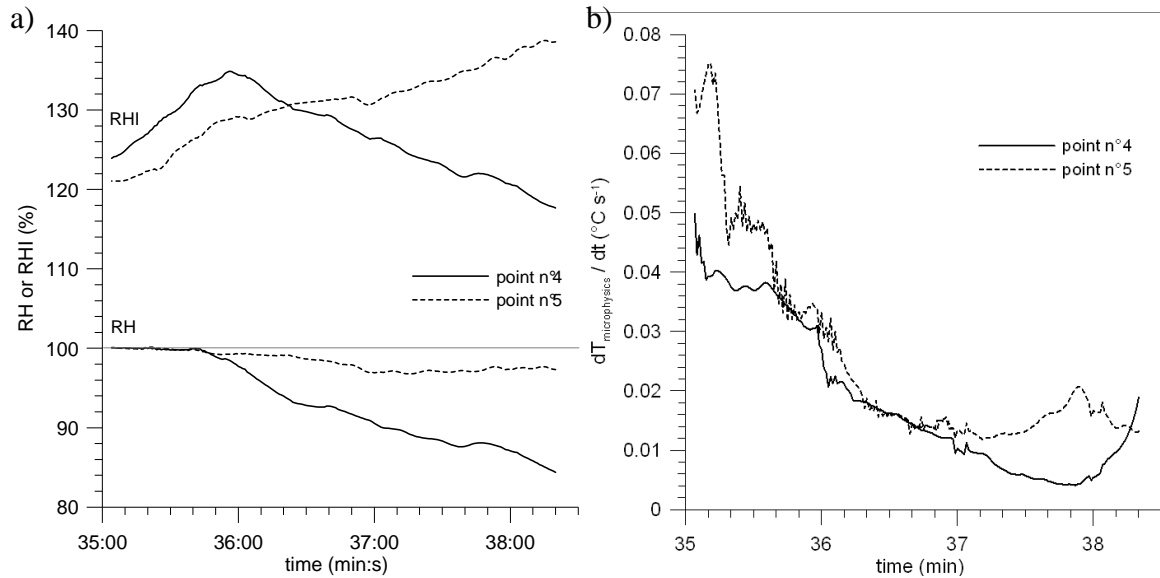


Figure 3.19 : Evolution de l'humidité relative par rapport à l'eau et à la glace (Fig. 3.19a) et variation de la température due à la microphysique (Fig. 3.19b) le long des rétrotrajectoires calculées pour les points 4 et 5.

Le calcul de la variation de température induite par les processus microphysiques fait également intervenir les chaleurs latentes d'évaporation L_e et de sublimation L_s . Comme la chaleur latente de sublimation L_s est supérieure à celle d'évaporation L_e , si la quantité de vapeur produite par l'évaporation des gouttes est exactement égale à celle consommée par déposition sur les cristaux, alors le bilan final sera quand même un dégagement de chaleur. En plus des quantités de vapeur impliquées dans les changements de phase, il faut également tenir compte des différences dans les chaleurs latentes. Le résultat du calcul de la variation de température causée par les processus microphysiques est tracé sur la figure 3.19b.

D'après la figure 3.19b, la microphysique provoque toujours un léger réchauffement ($dT/dt > 0$) de la parcelle d'air quand l'effet Bergeron Findeisen est actif (entre 36 et 38 minutes). Les changements d'état ont globalement dégagé de la chaleur (la déposition de vapeur sur les cristaux a donc été plus efficace que l'évaporation des gouttes) et, les variations de température sont typiquement comprises entre 0.01 et 0.03 $^{\circ}C s^{-1}$. A partir des figures 3.18a et b, on peut faire une estimation de la vitesse de diminution de la température pour la parcelle 2 : avec une température de $-21^{\circ}C$ à 8.6 km, $-36^{\circ}C$ à 10 km et une vitesse verticale moyenne estimée à $10 m s^{-1}$, on trouve une diminution de la température de l'ordre $0.1^{\circ}C s^{-1}$. Ainsi, même si globalement les changements de phase liés à l'effet Bergeron Findeisen ont dégagé de la chaleur, cet effet reste trop faible pour contrebalancer la diminution en température provoquée par les déplacements verticaux

des parcelles d'air. Pour les points 4 et 5, la température finale est donc principalement la conséquence d'évolutions dynamiques différentes. Les températures mesurées dans les régions B et C sont donc peu corrélées aux caractéristiques microphysiques observées pour ces deux régions.

L'analyse de l'évolution de l'humidité relative le long des trajectoires des points 4 et 5 permet également d'expliquer les différences microphysiques observées entre les régions B et C. D'après la figure 3.19a, l'humidité relative par rapport à l'eau diminue assez brutalement pour le point n°4 à partir 35 min 40 s. Ce comportement de l'humidité relative peut être expliqué par la présence d'une forte descendance à quelques centaines de mètres en direction du sud-ouest par rapport au point n°4 (cf. Fig. 3.16). Cette descendance amène de l'air sec des hautes couches qui se mélange avec l'air ascendant à cause des processus turbulents. Quoi qu'il en soit, la diminution rapide de l'humidité relative dans le cas de la parcelle n°4 provoque une évaporation importante des gouttes présentes.

L'absence de gouttes dans le cas de la parcelle n°4 est aussi reliée aux processus de nucléation homogène et hétérogène. Avec la description de Meyers et al. (1992) pour la nucléation hétérogène, plus la sursaturation par rapport à la glace est élevée, plus on forme de cristaux (voir chapitre 1, équation 9). Même si l'humidité relative par rapport à la glace atteint 135% dans les deux cas, cette situation se produit beaucoup plus tôt (à 36 min) pour le point n°4 que pour le point n°5 (à 37 min 40 s). Les cristaux produits ont donc le temps de grandir et, éventuellement, de collecter des gouttes présentes. De plus, à partir du moment où la température est inférieure à -30 °C, des cristaux supplémentaires peuvent être produits par nucléation homogène. Ainsi, comme la parcelle d'air n°4 reste plus longtemps à haute altitude que la parcelle d'air n°5, les processus de nucléation sont actifs pendant un plus long moment et contribuent donc à réduire la quantité d'eau dans la parcelle n°4.

2.5.4 Généralisation

Résumons maintenant l'interprétation proposée à partir des résultats de DESCAM-3D pour les mesures d'Heymsfield et al. (2005). Au vu du vent fort qui règne en altitude, il très vraisemblable que la zone d'ascendance principale (autrement dit le cœur du nuage) se soit morcelée en plusieurs ascendances qui sont à peu près alignées suivant l'axe du vent mais qui naissent à des altitudes différentes et qui ont des histoires dynamiques et microphysiques différentes.

Ainsi, le long de la coupe AA' (Fig. 3.10), les régions B et C simulées sont associées à deux ascendances distinctes qui naissent à des altitudes différentes. L'ascendance

correspondant à la région B occupe des altitudes plus élevées que celle correspondant à la région C : la formation des cristaux est donc favorisée au détriment des gouttes.

Dans le cas des points 4 et 5 du paragraphe 2.4, l'étude des rétrotrajectoires nous a permis de montrer que ce sont les mouvements dynamiques verticaux qui sont principalement responsables des températures finales observées.

Concernant les caractéristiques microphysiques aux points 4 et 5, nous avons vu que le temps passé à haute altitude ($T < -30^{\circ}\text{C}$) est un facteur déterminant : plus ce temps est important, plus les processus de nucléation sont actifs longtemps et congèlent les gouttes présentes. La présence ou non de gouttes dans les régions échantillonnées par Heymsfield et al. (2005) donne une indication du temps passé par la masse d'air dans les hautes couches. La région B serait donc une zone d'ascendance qui perdure depuis un certain temps déjà alors que la région C correspondrait plutôt à une ascendance formée peu de temps avant le passage de l'avion.

En combinant ces quelques remarques, nous pouvons proposer une histoire propre à chaque région. Lors que l'avion traverse le nuage, la région B correspond à une ascendance qui est déjà bien établie : cette ascendance a eu le temps d'atteindre des altitudes élevées depuis un certain temps déjà. Si des gouttes d'eau étaient présentes initialement, on n'en trouve plus la trace car, pendant le temps qui s'est écoulé depuis la formation de cette ascendance, les gouttes ont soit évaporé soit congelé. A l'inverse, la région C correspond à une ascendance qui est s'est probablement formée à plus basse altitude et qui est en train de se développer : à 10 km, on trouve ainsi des gouttes qui viennent juste d'arriver des couches plus basses.

Dans ce paragraphe 2, nous avons donc vu que DESCAM 3D est capable de simuler un cumulonimbus réaliste dont les caractéristiques dynamiques et microphysiques du noyau convectif se comparent bien avec les observations d'Heymsfield et al. (2005). Nous allons donc pouvoir utiliser notre modèle pour des études de sensibilité par rapport aux particules d'aérosol présentes. Nous nous intéresserons plus particulièrement à l'influence des particules d'aérosol dans les hautes altitudes où le nuage convectif a développé une enclume. En effet, les enclumes des nuages convectifs peuvent couvrir de larges zones et subsister longtemps après la dissipation du nuage convectif et il est donc important de connaître leurs propriétés microphysiques afin de pouvoir déterminer leur impact radiatif. La question à laquelle nous allons essayer de répondre concerne l'origine des particules d'aérosol qui servent à former les hydrométéores dans les enclumes. Dans le paragraphe 3, nous allons tenter d'estimer la contribution des particules d'aérosol au dessus de 6 km. Cependant, étant donné que les nuages convectifs se développent depuis les basses couches jusqu'à la tropopause, nous étudierons aussi, au paragraphe 4, l'influence des particules d'aérosol de la couche limite.

3 Importance des particules d'aérosol mid-troposphériques

Afin d'évaluer l'importance des particules d'aérosol mid-troposphériques pour la formation de l'enclume, Fridlind et al. (2004) ont réalisé plusieurs simulations en enlevant les particules d'aérosol au-dessus d'une certaine altitude, à savoir 8, 6 et 2 km. Avec DESCAM 3D, nous avons reproduit uniquement la simulation sans particules d'aérosol au-dessus de 6 km. Le réservoir des particules d'aérosol n'est en réalité pas entièrement vidé de son contenu. Sans aucune particule d'aérosol, la formation des gouttes ne peut plus se faire que par nucléation homomoléculaire. Ce processus requiert des humidités relatives bien plus élevées que celles observées dans l'atmosphère. Il peut être observé en laboratoire mais n'a pas lieu dans l'atmosphère et n'est donc pas représenté dans le modèle. Pour rester cohérent avec le domaine d'application de notre modèle, nous devons donc lui fournir au départ des particules d'aérosol. Techniquement, pour tester l'importance des particules d'aérosol mid-troposphériques, le nombre d'AP dans les couches supérieures à 6 km a donc été réduit sur 5% de la valeur utilisée dans le cas *baseline* présenté au paragraphe 2 précédent : le nombre total de particules d'aérosol est donc maintenant de 150 cm^{-3} entre 6 et 10 km et de 5 cm^{-3} au-dessus (au lieu de respectivement 3000 et 100 cm^{-3} dans le cas *baseline*). En dessous de 6 km, les distributions des particules d'aérosol restent identiques au cas *baseline*. Pour éviter d'alourdir le texte, le cas avec « 5% de particules d'aérosol au-dessus de 6 km » présenté dans ce paragraphe sera par la suite désigné sous forme abrégée par cas « 5%AP6 ».

3.1 Nombre moyen des hydrométéores à 10 km

La figure 3.20 montre l'évolution du nombre des gouttes (Fig. 2.20a) et des cristaux (Fig. 2.20b) moyenné sur l'ensemble du domaine simulé pour les cas *baseline* et 5%AP6. La comparaison de ces deux figures montre clairement que le nombre total des hydrométéores à 10 km est gouverné par la phase liquide : le nombre des gouttes est rarement inférieur à 50 cm^{-3} tandis que celui des cristaux ne dépasse jamais 10 cm^{-3} .

La figure 3.20 établit clairement que le nombre moyen de gouttes dans le cas sans AP au-dessus de 6km n'atteint jamais des valeurs aussi élevées que dans le cas *baseline* sur la période de temps considérée. Pourtant, le nombre de gouttes simulé dépasse les 250 cm^{-3} dans les deux cas au moment où le sommet du nuage arrive à 10 km entre 35 et 37 minutes d'intégration. Ainsi, pendant cette période, le modèle produit seulement $\frac{310 - 290}{310} \approx 7\%$ de gouttes en moins à 10 km dans le cas 5%AP6 alors que les particules d'aérosol au dessus de 6 sont pourtant 20 fois moins nombreuses que dans le cas *baseline*.

Cette discussion s'applique également aux cristaux, où le calcul conduit également à une valeur autour de 7% de cristaux en moins dans le cas 5%AP6.

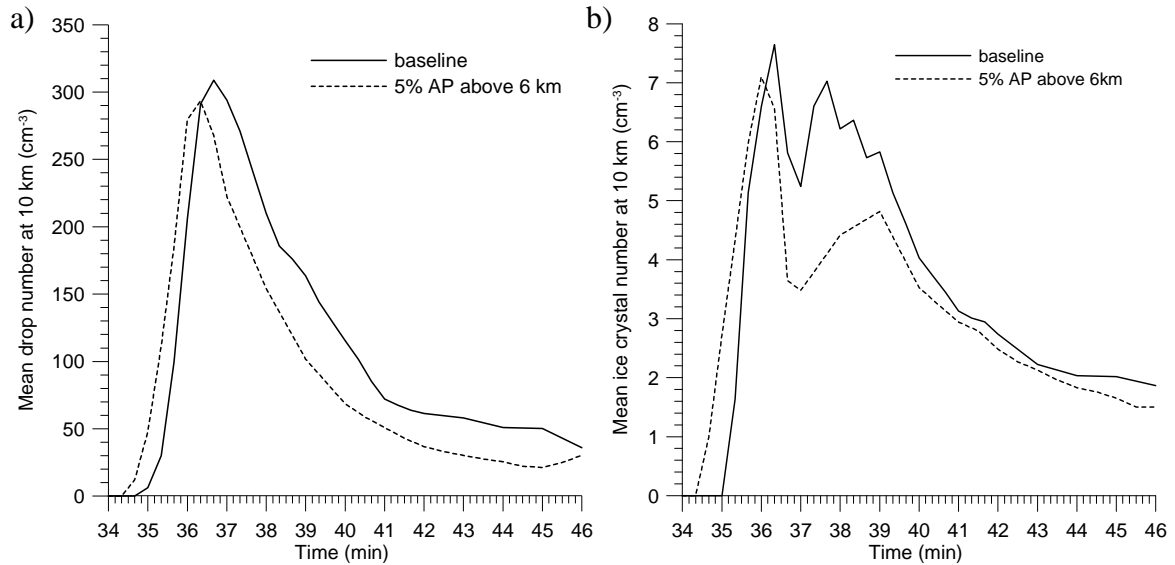


Figure 3.20 : a) Nombre moyen des gouttes (cm^{-3}) à 10 km en fonction du temps. b) idem pour les cristaux.

Quand l'activité convective diminue après 38 minutes, le nombre des cristaux tend quasiment vers la même valeur (2 cm^{-3}) dans les deux cas. Par contre, le nombre de gouttes qui restent dans le cas *baseline* est supérieur de 30 gouttes par cm^{-3} à celui dans le cas 5%AP6. Comme le nombre des hydrométéores est déterminé principalement par le nombre de gouttes, on peut estimer à partir de la figure 3.20a qu'à 38 min, environ 20% d'hydrométéores manquent dans le cas 5%AP6 par rapport au cas *baseline*. Ce chiffre atteint même à peu près 50% à 42 minutes.

Enfin, on note également que les évolutions du nombre des gouttes comme des cristaux pour les deux cas ne sont pas tout à fait synchrones. Les courbes pour le cas 5%AP6 atteignent leur maximum plusieurs dizaines de secondes avant le cas *baseline*. Ceci nous fait donc envisager la possibilité qu'il y ait eu des changements dans l'évolution dynamique entre le cas *baseline* et le cas 5%AP6. Les impacts possibles du nombre d'aérosol sur la dynamique seront abordés au paragraphe 3.3 et développés plus abondamment dans le paragraphe 4.

La figure 3.21 montre l'évolution de la sursaturation par rapport à l'eau à 8 et 9 km. Avec un petit nombre de particules d'aérosol (cas 5%AP6), les sursaturations simulées sont plus élevées. L'activation des particules d'aérosol a donc pu être favorisée dans le cas 5%AP6. Autrement dit, un plus grand nombre de particules venant des couches plus basses ont pu être activées au dessus de 6 km d'altitude.

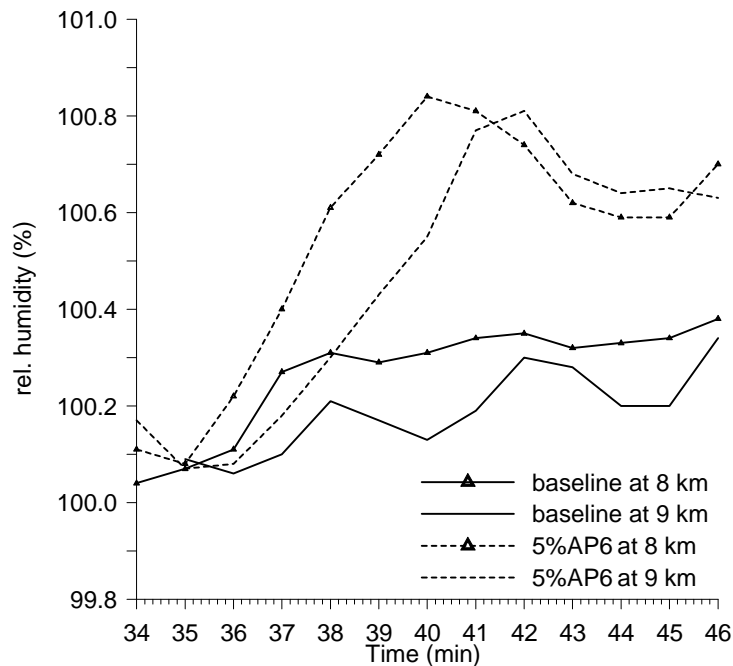


Figure 3.21 : Evolution de l'humidité relative par rapport à l'eau (en %) moyennée sur toutes les zones du domaine où $RH > 99.8\%$ pour les altitudes 8 et 9 km.

Les figures 3.20 et 2.21 nous donnent seulement un aperçu des changements dans le nombre des hydrométéores à 10 km car les zones de convection ne sont pas différenciées de l'enclume du nuage. Nous allons maintenant nous intéresser à la répartition spatiale des hydrométéores à 10 km afin de pouvoir discuter séparément de l'impact des particules d'aérosol sur les zones convectives et sur l'enclume du nuage.

3.2 Répartition spatiale des hydrométéores à 10 km à 42 minutes

La figure 3.22 montre la répartition du nombre des gouttes et des cristaux à 42 minutes d'intégration. Ce temps a été choisi car, au paragraphe précédent, nous avons estimé qu'il y a en moyenne 50% d'hydrométéores en moins dans le cas 5%AP6 comparé au cas *baseline* à 42 min. On peut donc espérer trouver des différences significatives.

La première différence qui apparaît au vu des figures 3.22 a et b concerne la forme de l'enclume. Dans le cas 5%AP6 (Fig. 3.22b), l'enclume se développe de la même façon dans toutes les directions alors que, dans le cas *baseline* (Fig. 3.22a), l'extension de l'enclume se fait principalement suivant un axe nord-sud. Ceci est probablement le reflet de modifications dans la dynamique du nuage.

Du point de vue du nombre de cristaux en lui-même, on trouve finalement peu de différences marquantes. Les valeurs maximales sont du même ordre de grandeur dans les

deux cas (15000 l^{-1}) et couvrent globalement des aires comparables. Elles sont également localisées sous le vent par rapport aux zones où de l'eau liquide est présente.

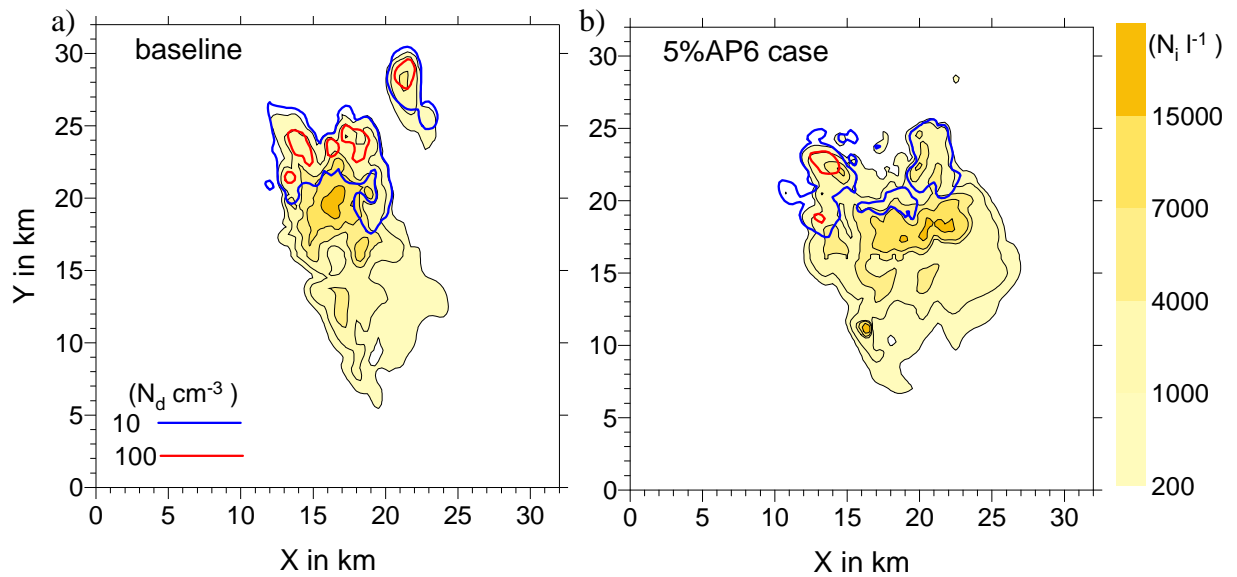


Figure 3.22 : Concentration des cristaux de glace en l^{-1} (en dégradé de jaune) et en gouttes en cm^{-3} (traits bleu et rouge) à 10 km d'altitude et à 42 min d'intégration dans le cas *baseline* (Fig. 3.22a) et dans le cas *5%AP6* (Fig. 3.22b).

Comme nous l'avons déjà vu au paragraphe précédent, le nombre des gouttes est plus élevé (100 cm^{-3}) mais les gouttes occupent une surface bien plus réduite que les cristaux de glace : on trouve des gouttes uniquement dans la zone au vent du nuage. Dans le cas *baseline*, les gouttes sont présentes dans toute la partie au vent du nuage, alors que dans le cas *5%AP6*, leur présence est limitée à des zones isolées.

D'après les résultats du paragraphe 2.5.4, la présence ou non de gouttes traduit le temps que la masse d'air a passé à haute altitude. En appliquant, ce constat à la figure 3.22, on peut donc penser que l'air nuageux à 10 km est depuis plus longtemps à cette altitude dans le cas *5%AP6* comparé au cas *baseline*. Ceci est d'ailleurs cohérent avec la figure 3.20 où l'on voit que le nuage dans le cas *5%AP6* atteint plus tôt l'altitude 10 km que le nuage dans le cas *baseline*.

Pour conclure sur les propriétés de l'enclume du nuage, l'évolution du nombre moyen des cristaux à 10 km a été tracée sur la figure 3.23, mais, à la différence de la figure 3.20b où tout le domaine était considéré, ici seules les zones où la valeur absolue de la vitesse verticale est inférieure à 1.5 m s^{-1} ont été prises en compte.

D'après la figure 3.23, le nombre de cristaux de glace dans l'enclume est peu différent d'un cas à l'autre, excepté pendant la phase initiale où le nuage arrive à 10 km d'altitude. Il faut cependant préciser que, avant 38 minutes d'intégration, la moyenne est effectuée sur un petit nombre de points de grille (<100). Après 39 min, ce nombre augmente avec

l'extension de l'enclume qui passe d'environ 25 km² (400 points de grille) à 65 km² à 46 min. Pour ce qui est des gouttes, seulement 5 à 10 % des points de grille de l'enclume en contiennent toujours. Nous estimons que ce chiffre n'est pas assez important pour nous permettre de tirer des conclusions valides sur la phase liquide dans l'enclume dans les cas *5%AP6* et *baseline*.

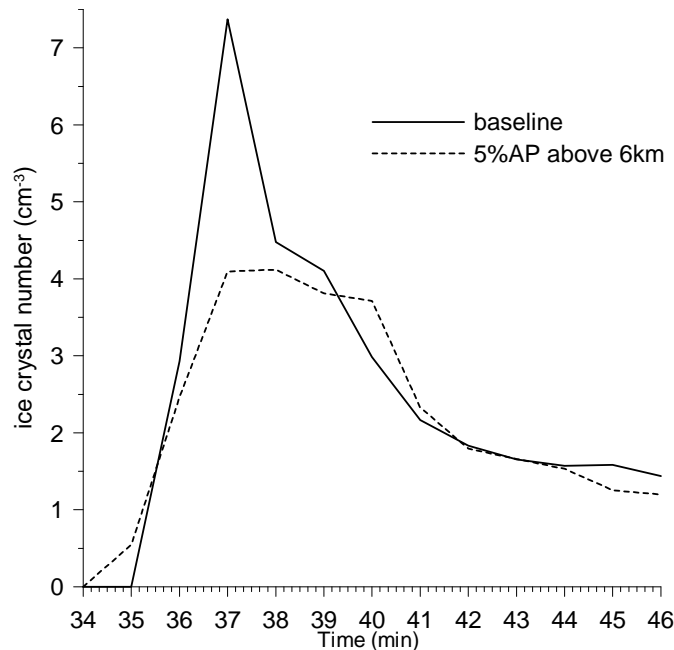


Figure 3.23 : Evolution du nombre moyen des cristaux à 10 km dans les zones où la valeur absolue de la vitesse verticale est inférieure à 1.5 m s⁻¹ ($|w| < 1.5$).

En résumé, à partir des résultats de DESCAM 3D dans les cas *baseline* et *5%AP6*, nous pouvons énoncer les résultats suivants pour l'altitude 10 km. Si on considère l'ensemble du nuage convectif (tour convective + enclume), alors :

- le nombre des hydrométéores est principalement déterminé par la phase liquide.
- le nombre des gouttes est inférieur dans le cas *5%AP6* par rapport au cas *baseline*, mais le modèle produit encore plus de 250 gouttes par cm⁻³ au moment où le sommet du nuage atteint 10 km.
- l'évolution dynamique a été modifiée et le nuage dans le cas *5%AP6* a pu évoluer plus rapidement que le nuage du cas *baseline*.
- à 8 et 9 km, les sursaturations par rapport à l'eau sont plus élevées dans le cas *5%AP6* et un plus grand nombre de particules d'aérosol a été activé dans ce cas là.

Pour ce qui est de l'enclume, on note des différences essentiellement du point de vue de sa forme. L'enclume du nuage du cas *baseline* se développe préférentiellement selon un axe Nord/Sud alors que celle du nuage du cas *5%AP6* ne montre pas de direction privilégiée. Par contre, le nombre de cristaux simulé reste à peu près le même, que les particules d'aérosol au-dessus de 6 km soient présentes ou non.

3.3 Comparaison avec les résultats de Fridlind et al. (2004)

Les résultats de Fridlind et al. (2004) sont présentés sur la figure 3.24. Fridlind et al. (2004) tracent le nombre total de particules présentes à 10 km au moment où la vitesse verticale simulée par leur modèle à 10 km d'altitude a une valeur maximale proche de celle observée. La même sorte de figure pour DESCAM 3D a été tracée après 42 minutes d'intégration (cf. Fig. 3.25).

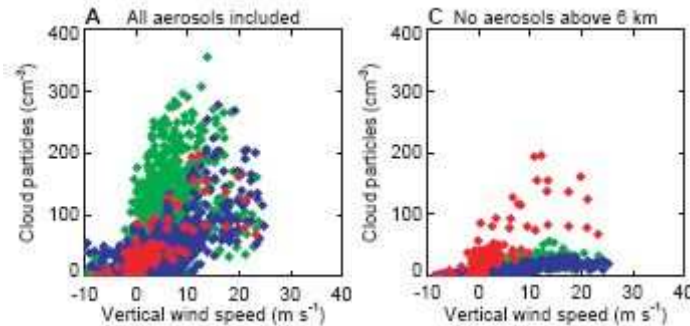


Figure 3.24 : Nombre total de particules (gouttes + cristaux) en fonction de la vitesse verticale simulé par Fridlind et al. (2004), pour les cas *baseline* (A) et sans AP au-dessus de 6km (C). Les points rouges correspondent aux observations et les points verts et bleus sont les résultats du modèle respectivement à 9.9 et 10.3 km d'altitude.

Dans le cas *baseline*, Fridlind et al. (2004) obtiennent un nombre total d'hydrométéores proche de 300 cm^{-3} . Par contre, sans les particules d'aérosol au dessus de 6 km, ce nombre est fortement réduit et reste inférieur à 50 cm^{-3} . Il semble ainsi que le modèle de Fridlind et al. (2004) n'arrive pas à reproduire des concentrations de l'ordre de 200 cm^{-3} sans l'aide des particules d'aérosol au dessus de 6 km.

L'analyse des résultats du modèle DESCAM 3D suggère trois réflexions :

- 1) sur la figure 3.25, le nombre maximal d'hydrométéores simulé par DESCAM 3D à 10 km et après 42 minutes d'intégration (environ 240 cm^{-3}) est quasiment indépendant de la présence ou non de particules d'aérosol au-dessus de 6 km. Ce résultat est très différent de celui de Fridlind et al. (2004).
- 2) dans le cas *5%AP6*, il est intéressant de noter que l'on rencontre les plus hautes concentrations en hydrométéores pour des vitesses plus élevées (environ 15 m s^{-1}) que dans le cas *baseline* (environ 7 m s^{-1}). Dans le cas *5%AP6*, les grands nombres d'hydrométéores sont dus à une arrivée massive de gouttes en provenance des basses couches et donc sont logiquement liés à de fortes vitesses verticales.
- 3) le nombre de points ayant une vitesse verticale comprise entre 10 et 20 m s^{-1} est supérieur dans le cas *5%AP6* comparé au cas *baseline*. La figure 3.25 nous montre encore une fois que l'évolution dynamique du nuage est différente d'un cas à l'autre.

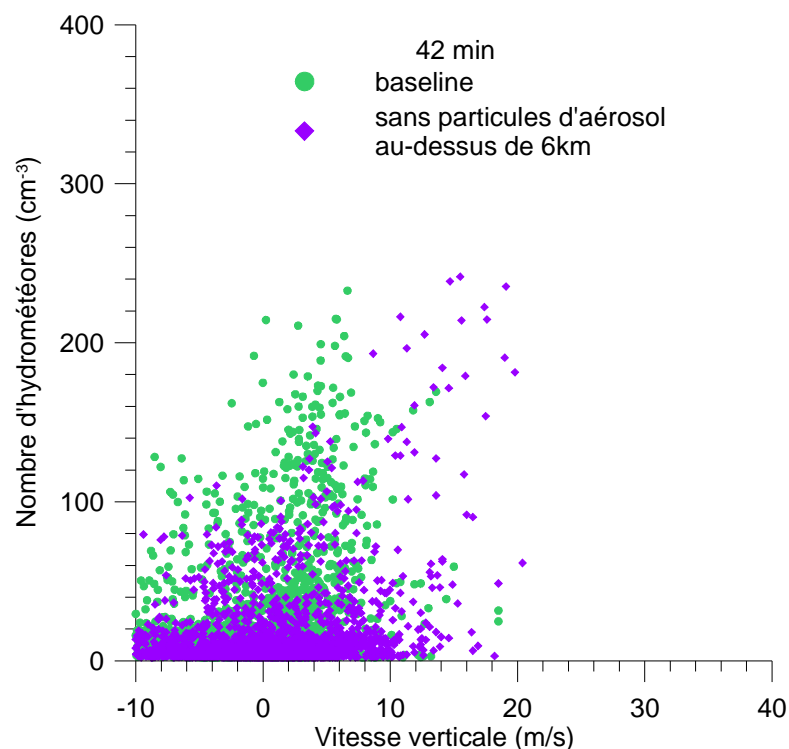


Figure 3.25 : Nombre total de particules (gouttes + cristaux) en fonction de la vitesse verticale, simulé par DESCAM 3D pour les cas *baseline* (vert) et sans particules d'aérosol au-dessus de 6km (violet).

A partir de leurs résultats, Fridlind et al. (2004) estiment qu'environ 2/3 des hydrométéores de l'enclume seraient formés à partir de particules d'aérosol initialement comprises entre les altitudes 6 et 10 km. Nos résultats ne confirment pas cette conclusion. Dans les simulations avec DESCAM 3D, l'enclume du nuage convectif est constituée presque exclusivement de cristaux de glace et leur nombre n'est pas modifié significativement lorsque les particules d'aérosol au-dessus de 6 km sont exclues de la simulation (cf. Fig. 3.23). De plus, pour le nuage convectif dans son intégralité, nous avons vu avec la figure 3.20 que, à 10 km et à 42 min d'intégration, le nombre moyen d'hydrométéores dans la simulation *baseline* est environ le double de celui dans le cas *5%AP6*. Il est difficile d'obtenir une telle estimation avec seulement la figure 3.25. Ce type de figure nous semble ainsi peu adapté pour discuter de l'influence des particules d'aérosol au dessus de 6 km sur le nombre total des hydrométéores. Il ne semble pas approprié non plus pour donner un résultat quantitatif sur la contribution de ces particules au nombre d'hydrométéores dans l'enclume. Enfin, entre les cas *baseline* et *5%AP6*, l'évolution dynamique du nuage est modifiée et on peut par exemple voir un décalage temporel dans les résultats (cf. Fig. 3.20). Il est donc plus judicieux de faire une comparaison des évolutions temporelles des paramètres plutôt que de comparer les résultats uniquement pour un instant donné.

4 Sensibilité au spectre des particules d'aérosol utilisé dans les basses couches

Comme au paragraphe précédent, le spectre initial des particules d'aérosol a été modifié dans les basses couches en suivant les travaux de Fridlind et al. (2004). Les paramètres concernant l'initialisation de la convection sont eux inchangés. Deux cas sont présentés, le premier dit « propre » et le second dit « pollué ». Le cas propre se caractérise par un total de particules d'aérosol de 400 cm^{-3} en dessous de 1km d'altitude au lieu de 1800 cm^{-3} dans le cas décrit au paragraphe 2 (cas *baseline*). Dans le cas pollué, ce même nombre est augmenté à 6500 cm^{-3} . Dans un premier temps, nous allons discuter de l'impact du nombre des particules d'aérosol dans les basses couches sur le nuage convectif en général. Ensuite, nous nous concentrerons plus particulièrement sur les propriétés microphysiques de l'enclume. Enfin, nous comparerons nos résultats avec ceux de Fridlind et al. (2004).

4.1 Evolution générale du nuage convectif

La figure 3.26 représente le vent vertical suivant une coupe (voir Fig. 3.29) à travers le domaine simulé après 36, 38 et 40 minutes d'intégration pour les cas propre et pollué. Dans le cas propre, on a à 36 min, une forte ascendance autour de $X=25 \text{ km}$ entre les altitudes 2 et 8 km. Une deuxième ascendance forte autour de $X=22 \text{ km}$ commence à se développer au dessus de 6 km d'altitude. A 38 min, les deux ascendances décrites ci-dessus sont toujours présentes mais la première s'est plutôt affaiblie tandis que la seconde s'est développée et atteint maintenant 9 km. A 40 min, les deux ascendances sont toujours visibles sur la figure 3.26, mais toutes les deux occupent des altitudes supérieures à 6 km. En dessous de 5 km, les vitesses verticales sont inférieures à 15 m s^{-1} .

La coupe du vent vertical à 36 min dans le cas pollué montre aussi la présence de deux ascendances respectivement autour de $X=25$ et $X=22 \text{ km}$ environ. Cependant l'ascendance autour de $X=22 \text{ km}$ est bien plus développée que dans le cas propre : la figure 3.26b ressemble finalement à la figure 3.26c pour le cas propre mais à 38 min. De même, les figures 3.26d et 3.26e montrent des similitudes : les ascendances visibles sur ces figures occupent maintenant des altitudes supérieures à 6 km. Dans le cas pollué, seule l'ascendance en $X=25 \text{ km}$ subsiste à 38 min et son sommet a déjà atteint les 10 km d'altitude. Enfin, à 40 min, cette même ascendance n'est plus visible, par contre un nouveau noyau convectif se développe à partir de la base du nuage. Ainsi, il est intéressant de constater avec la figure 3.26 que l'utilisation de spectres différents pour initialiser les particules d'aérosol dans les basses couches conduit à une modification importante de la dynamique du nuage et ceci sur l'ensemble des couches nuageuses et

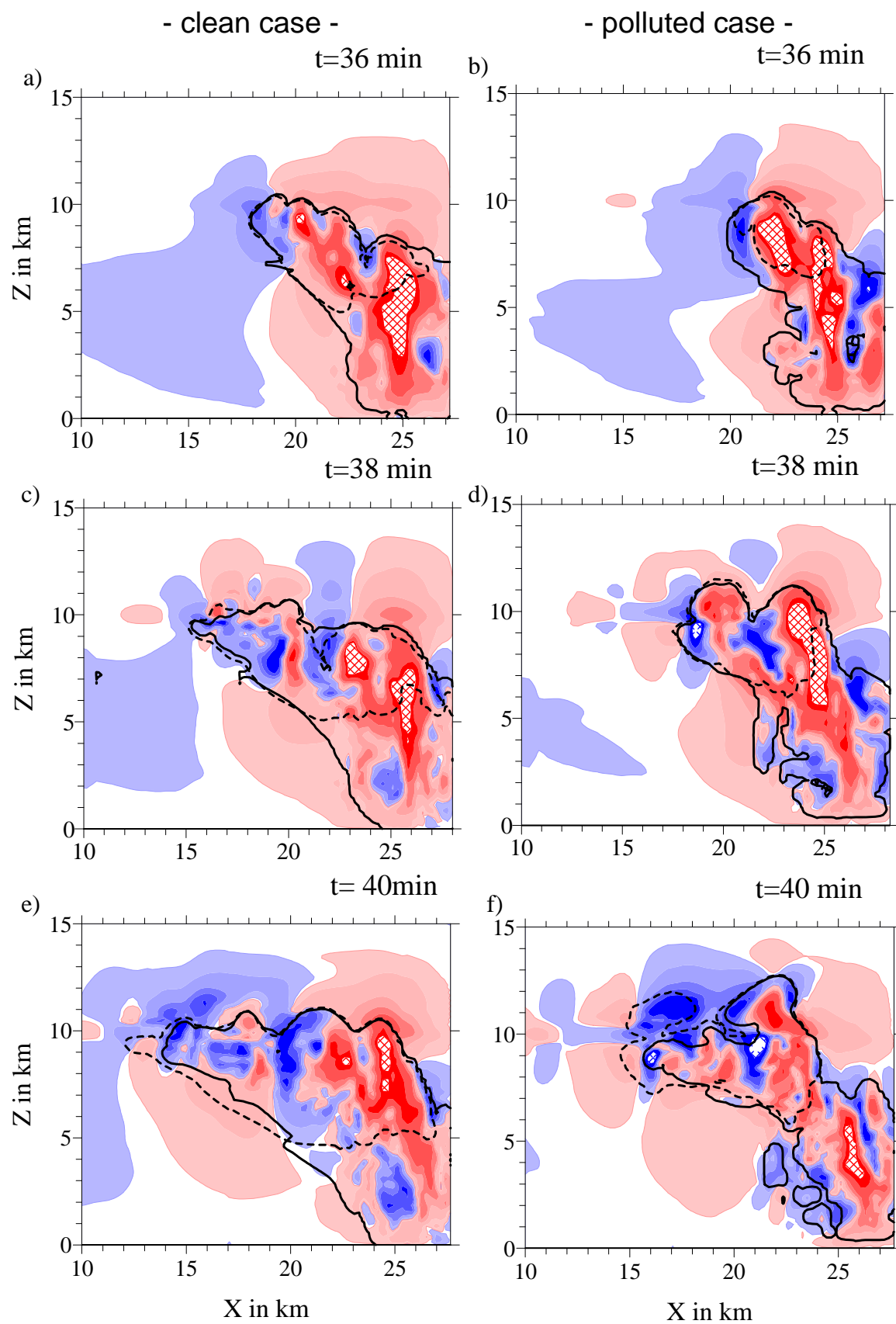


Figure 3.26 : Vent vertical (m s⁻¹) après 36, 38 et 40 minutes d'intégration pour une même coupe CC' à travers le domaine simulé (voir Fig. 3.29) et en fonction du spectre initial des particules d'aérosol (situation propre ou polluée). Les conventions de couleur sont les mêmes que pour les figures 3.16 ou encore 3.14.

non pas uniquement dans les basses couches. De plus, il semble que le nuage qui se forme dans une masse d'air polluée évolue plus rapidement que celui qui se forme dans une masse d'air propre.

Sur la figure 3.26, l'aspect du nuage est donné par les lignes noires continues (/pointillées) qui correspondent à une valeur de 0.01 g m^{-3} pour le contenu en eau (/en glace). Ainsi, on constate que le nuage dans le cas pollué se développe principalement selon l'axe vertical. En effet, le sommet du nuage atteint 13 km à 40 min dans le cas pollué alors qu'il reste autour de 11 km dans le cas propre. Le nuage dans le cas propre se développe à la fois dans les directions verticales et horizontales : l'enclume du nuage dans le cas propre est toujours plus étendue que celle du nuage dans le cas pollué.

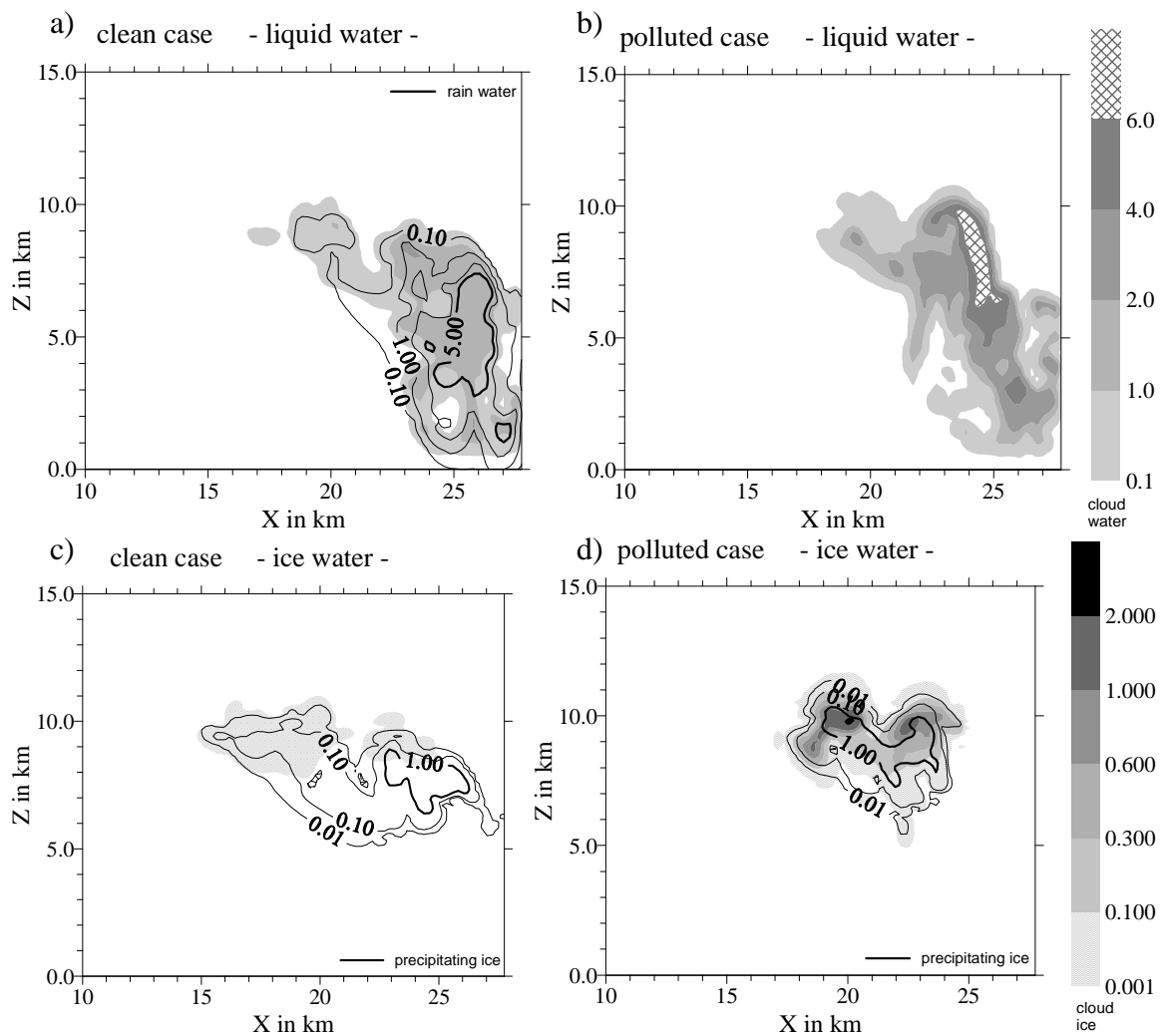


Figure 3.27 : Contenu en eau et en glace (g m^{-3}) après 38 minutes d'intégration selon la même coupe que la figure 3.26 pour les cas propre et pollué. Les zones en gris représentent les contenus en eau et glace nuageuses. Les iso-contours noirs sont pour les contenus en hydrométéores de taille précipitante.

La figure 3.27 montre la répartition spatiale de l'eau nuageuse, de la pluie et de la glace après 38 minutes d'intégration et pour les cas propre et pollué selon la même coupe

verticale que la figure 3.26 mais à 38 min uniquement. On voit que la formation de la pluie est quasiment inhibée dans le cas pollué : le contenu maximal en eau précipitante est de 0.09 g m^{-3} , ce qui reste inférieur à 0.1 g m^{-3} qui est la plus petite valeur utilisée pour les iso-contours dans la figure 3.27. A l'inverse, des gouttes de pluie sont présentes entre 0 et quasiment 10 km dans le cas propre et il pleut sur une zone au sol assez large.

Dans le cas propre, les contenus en eau totale (nuageuse + précipitante) les plus importants sont concentrés dans la partie basse du nuage : entre 3 et 7 km d'altitude, le contenu en eau de pluie est supérieur à 5 g m^{-3} et celui en eau nuageuse à 1 g m^{-3} . Dans le cas pollué, il faut monter au-dessus de 6 km pour avoir un contenu en eau total supérieur à 6 g m^{-3} . Pour la phase glace, le contour 1 g m^{-3} pour les cristaux précipitants descend autour de 6 km d'altitude dans le cas propre et reste au dessus de 7 km d'altitude dans le cas pollué. Le poids des hydrométéores dans le nuage est donc réparti de façon complètement différente entre les cas propre et pollué. Dans le cas propre, la grande masse des hydrométéores se situe dans les couches entre 3 et 7 km et constitue un frein pour les mouvements verticaux. L'ascendance principale (en $X=25 \text{ km}$ sur la Fig. 3.26a) a alors du mal à se développer et les vitesses verticales de 20 m s^{-1} sont confinées aux altitudes inférieures à 8 km. A l'inverse, dans le cas pollué, l'essentiel de la masse des hydrométéores est reléguée au dessus de 6 km. Le noyau convectif (en $X=24 \text{ km}$ sur la Fig. 3.26b) n'a pas été gêné par le poids des gros hydrométéores dans les basses couches et a donc pu se développer pour atteindre et même dépasser les 10 km. Khain et al. (2005) trouvent des changements semblables sur la dynamique d'un nuage convectif lors du passage d'un spectre marin à un spectre continental. Un spectre d'aérosol de type marin provoque la formation rapide de grosses gouttes de pluie qui tombent dans l'ascendance et les vitesses verticales simulées sont faibles. A l'inverse, un spectre d'aérosol continental limite la formation de grosses gouttes et les vitesses verticales simulées sont plus fortes.

Khain et al. (2005) notent également que pour une masse d'air continentale, les vitesses verticales plus fortes permettent au nuage d'avoir un sommet plus élevé en altitude. Dans nos simulations, le nuage du cas pollué atteint effectivement presque les 12 km d'altitude tandis que dans le cas propre, le sommet du nuage est autour de 11 km. L'extension horizontale de l'enclume apparaît également comme plus importante dans le cas propre que dans le cas pollué.

Dans le cas propre, la catégorie « précipitante » est dominante en terme de contenu pour l'eau comme pour la glace. Dans le cas pollué, on a déjà noté qu'il n'y a pas d'eau précipitante en quantité significative. En revanche, en ce qui concerne la phase glace, le contenu maximal se situe autour de 2 g m^{-3} quelque soit la catégorie considérée (« nuageuse » ou « précipitante »). Ceci s'explique par la définition choisie pour ces deux

catégories dans le modèle : les hydrométéores de diamètre inférieur à $80\ \mu\text{m}$ sont considérés comme nuageux, ceux de diamètre supérieur à $80\ \mu\text{m}$ comme précipitants. Sur la figure 3.28, on voit que dans le cas pollué, la masse des cristaux de glace est concentrée autour de $80\ \mu\text{m}$ de diamètre à $10\ \text{km}$ d'altitude et autour de $100\ \mu\text{m}$ à $8\ \text{km}$. La masse de glace se répartit donc plus ou moins équitablement entre les deux catégories « nuageuses » et « précipitantes ».

Dans le cas propre, les spectres des cristaux en masse à 10 et $8\ \text{km}$ sont très différents. A $10\ \text{km}$ d'altitude, la masse totale de glace est beaucoup plus faible que dans le cas pollué et le maximum dans le spectre se situe autour de $90 - 100\ \mu\text{m}$. Par contre, à $8\ \text{km}$, la masse des cristaux est maximale autour de $6\ \text{mm}$ de diamètre, et la glace nuageuse est quasi inexistante à cette altitude. Ainsi, même si la masse en glace précipitante à $8\ \text{km}$ est du même ordre de grandeur dans les cas propres et pollués ($>1\ \text{g m}^{-3}$), la taille des cristaux précipitants est complètement différente.

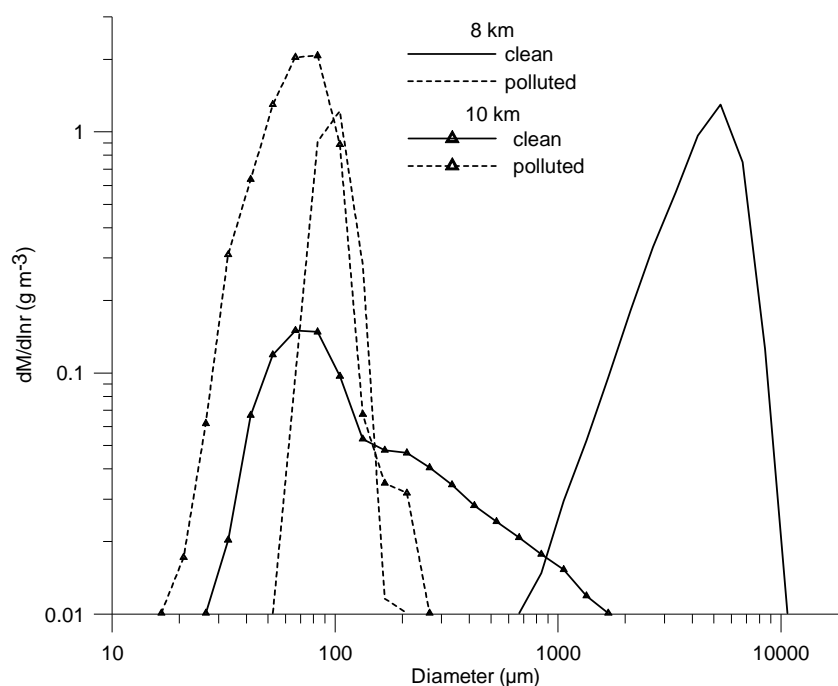


Figure 3.28 : Spectres moyens en masse des cristaux de glace à 8 et $10\ \text{km}$ d'altitude et après 38 minutes d'intégration.

4.2 Nombre des hydrométéores à $10\ \text{km}$

La figure 3.29 représente le nombre de gouttes simulé par le modèle selon une coupe horizontale pour l'altitude $10\ \text{km}$. Les résultats obtenus dans le cas propre et pollué sont présentés pour plusieurs temps d'intégration (38 , 40 et 42 minutes). Après 38 minutes d'intégration, le nombre de gouttes simulé à $10\ \text{km}$ d'altitude est nettement plus élevé dans le cas pollué. Cependant, cette situation ne perdure pas. Après 40 minutes

d'intégration, le nombre de goutte simulé à 10 km est quasiment le même quelque soit le spectre utilisé pour l'initialisation des particules d'aérosol dans les basses couches. Après 42 minutes d'intégration, la situation est maintenant inversée par rapport à celle à 38 minutes : le nombre des gouttes est plus élevé dans le cas propre que dans le cas pollué. Ainsi, le nombre des gouttes diminue de façon continue entre 38 et 42 minutes dans le cas pollué. Dans le cas propre, on assiste plutôt à une augmentation de ce nombre entre 38 et 40 minutes puis à une stagnation autour de $200\text{-}300\text{ cm}^{-3}$. Du fait de ces évolutions différentes, il est possible de retrouver une situation presque identique dans les deux cas autour de 40 minutes : le nombre des gouttes est autour de 200 cm^{-3} dans les cellules de convection quelque soit le cas considéré.

La figure 3.30 est l'analogue de la figure 3.29 mais pour le nombre des cristaux. Le nombre des cristaux étant donné par litre, il faut tenir compte d'un facteur 1000 par rapport au nombre des gouttes de la figure 3.29 donné par centimètre cube. Dans 5 des 6 coupes horizontales de la figure 3.29, le nombre maximal de goutte dépasse les 200 cm^{-3} et est donc toujours nettement supérieur à celui des cristaux qui reste inférieur à 75 cm^{-3} . La situation est moins claire pour la coupe horizontale à 42 min dans le cas pollué car à la fois les nombres des gouttes et des cristaux sont inférieurs à 50 cm^{-3} .

Dans le paragraphe 3.2, nous avons constaté que le nombre de cristaux était peu différent entre les cas *baseline* et *5%AP6*. En revanche, lorsque nous changeons la concentration en particules d'aérosol dans les basses couches, nous voyons cette fois-ci apparaître des différences importantes : le nombre de cristaux simulé dans le cas pollué est clairement supérieur à celui simulé dans le cas propre quelque soit le temps d'intégration considéré sur la figure 3.30.

L'évolution temporelle du nombre des cristaux reste assez proche de celle des gouttes. Dans le cas propre, on stagne autour de 2500 l^{-1} mais avec quelques petites zones où l'on dépasse les $10\,000\text{ l}^{-1}$ (soit 10 cm^{-3}). Dans le cas pollué, on a une diminution lente du nombre des cristaux dans la partie du nuage autour de $(X,Y) \sim (25\text{ km}, 25\text{ km})$ qui semble être le noyau convectif principal.

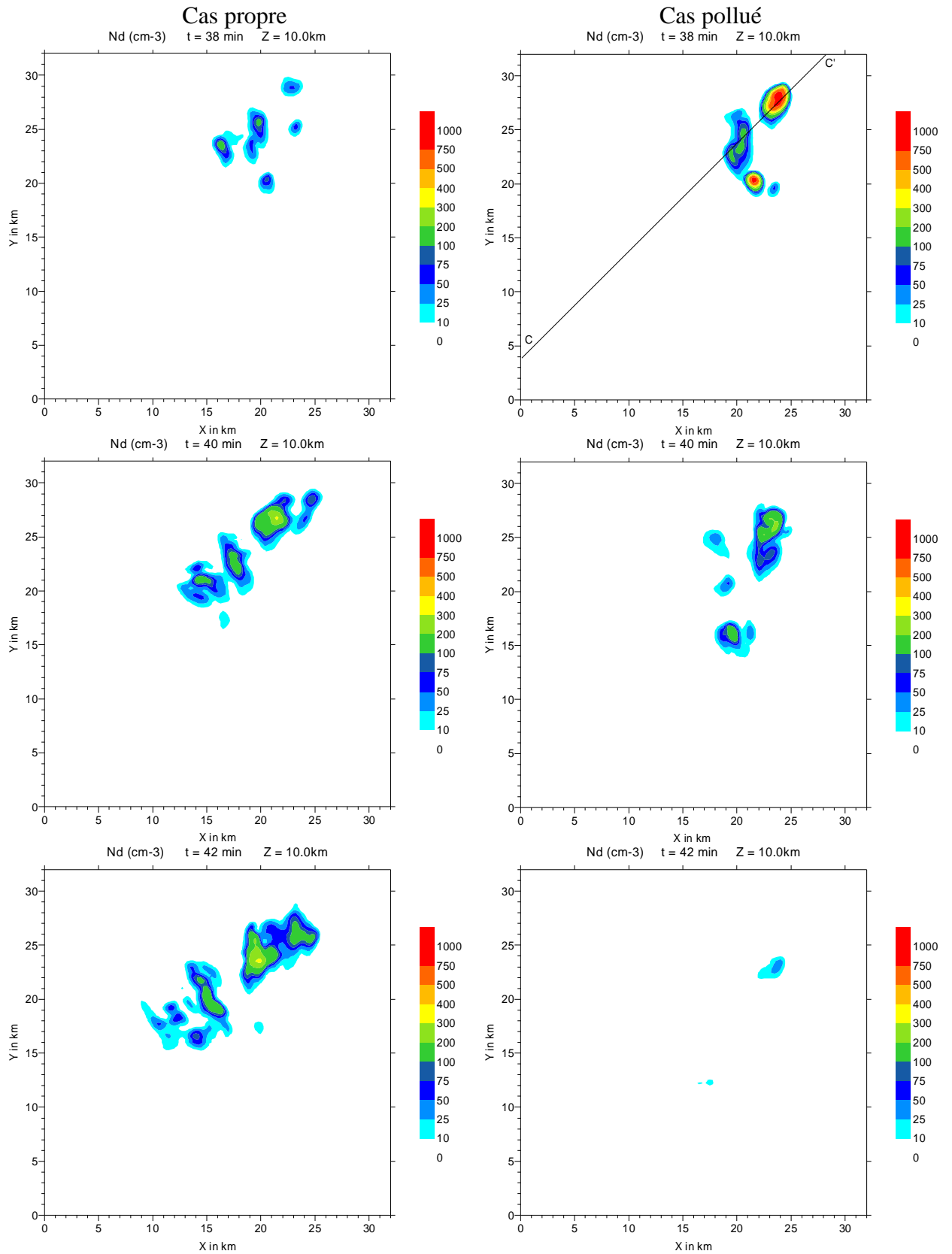


Figure 3.29 : Coupe horizontale à 10 km d'altitude du nombre des gouttes (cm^{-3}) simulé par DESCAM 3D après 38, 40 et 42 minutes d'intégration dans les cas propre (à gauche) et pollué (à droite).

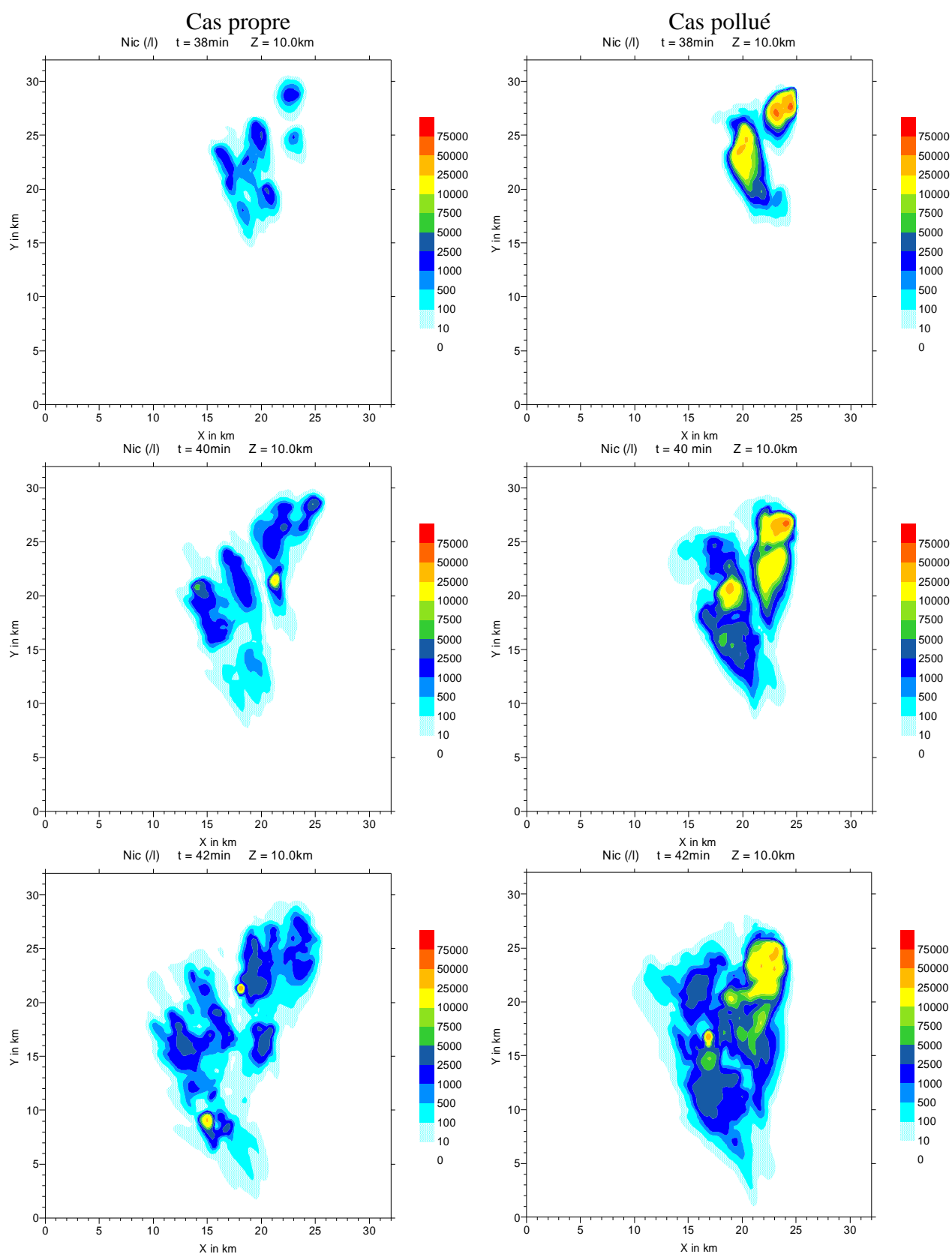


Figure 3.30 : Coupe horizontale à 10 km d'altitude du nombre des cristaux (I^{-1}) simulé par DESCAM 3D après 38, 40 et 42 minutes d'intégration dans les cas propre (à gauche) et pollué (à droite).

Pour les hautes altitudes, la présence des gouttes est déterminée par la dynamique (cf. paragraphes 2.5.3 et 2.5.4). On a des gouttes en nombre important lorsqu'une ascendance récente en amène depuis les basses couches. Une fois arrivées dans ces hautes altitudes, le nombre des gouttes diminue progressivement du fait de l'évaporation d'une part et de la congélation pour donner des cristaux d'autre part. Les différences notées dans la dynamique du nuage dans les cas propre et pollué (cf. Fig. 3.26) sont donc responsables de ces évolutions différentes du nombre des gouttes à 10 km. L'évolution plus rapide du nuage formé à partir d'une masse d'air polluée se traduit à 10 km d'altitude par une arrivée massive de gouttes vers 38 minutes d'intégration. Mais à 40 minutes, il n'y a déjà plus d'ascendance forte qui règne dans les hautes altitudes dans le cas pollué (cf. Fig. 3.26d) et qui pourrait amener de nouvelles gouttes. L'évaporation et la congélation font donc progressivement diminuer le nombre des gouttes entre 38 et 42 minutes. Dans le cas propre, les ascendances fortes arrivent à 10 km entre 38 et 40 minutes d'intégration : on voit donc le nombre de gouttes augmenter entre ces deux temps d'intégration.

Pour les cristaux, leur présence à 10 km d'altitude est moins dépendante des vents ascendants. Certes, la formation des cristaux par nucléation hétérogène dépend étroitement de la sursaturation par rapport à la glace et donc de l'évolution dynamique du nuage. Cependant, à 10 km la nucléation homogène est active et congèle massivement les gouttes. Vu les différences dans le nombre des gouttes à 38 min (jusqu'à 750 cm^{-3} dans le cas pollué mais seulement 100 cm^{-3} dans le cas propre, cf. Fig. 3.29), on retrouve ces différences dans le nombre des cristaux. Et, une fois formés, les conditions de température et d'humidité à 10 km permettent aux cristaux de subsister voir même de grandir. La survie des cristaux à 10 km d'altitude est assez peu dépendante des vents ascendants forts et donc de la dynamique du nuage. C'est pourquoi on voit clairement une augmentation du nombre des cristaux à 10 km entre les cas propre et pollué alors qu'il est difficile de tirer une conclusion aussi générale pour le nombre des gouttes.

En résumé, les modifications dans la dynamique du nuage entre les cas propres et pollués conduisent à des changements importants dans l'évolution du nombre des gouttes à 10 km. Le nombre de cristaux formés est plus important dans le cas pollué au niveau des centres convectifs. Ces différences se retrouvent ensuite dans l'enclume avec un nombre de cristaux plus élevé dans l'enclume du nuage pollué.

4.3 Comparaison avec les résultats de Fridlind et al. (2004)

Les résultats de Fridlind et al. (2004) sont présentés sur la figure 3.31. Comme pour la comparaison des cas *baseline* et *5%AP6* (sans particules d'aérosol au dessus de 6 km), le nombre total des hydrométéores est tracé en fonction de la vitesse verticale pour tous les

points du domaine et au moment où la vitesse verticale simulée par leur modèle à 10 km d'altitude atteint une valeur maximale proche de celle observée.

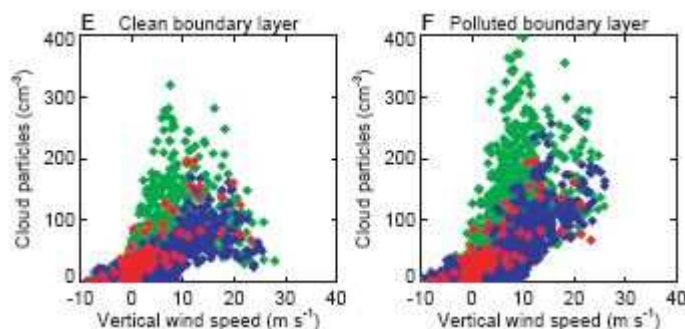


Figure 3.31 : Nombre total de particules (gouttes + cristaux) en fonction de la vitesse verticale simulé par Fridlind et al. (2004), pour les cas propre (E) et pollué (F). Comme pour la figure 3.24, les points rouges correspondent aux observations et les points verts et bleus sont les résultats du modèle respectivement à 9.9 et 10.3 km d'altitude.

La figure 3.31 ne montre pas de grands changements dans le nombre total des hydrométéores à 10 km entre les cas propre et pollué. D'ailleurs, Fridlind et al. (2004) déduisent de leurs résultats que la concentration des particules d'aérosol dans les basses couches a finalement une influence moins importante sur le nombre d'hydrométéores dans l'enclume du nuage que la concentration des particules d'aérosol au dessus de 6 km.

Les résultats de DESCAM 3D sont représentés sur la figure 3.32 après 38, 40 et 42 minutes d'intégration. On retrouve les remarques faites lors de l'étude des figures 3.29 et 3.30 : à 38 et 42 minutes d'intégration, les cas propre et pollué donnent des nombres d'hydrométéores très différents. A l'inverse, la figure à 40 min d'intégration se rapproche plutôt des résultats de Fridlind et al (2004) : la répartition du nombre des hydrométéores en fonction de la vitesse verticale est finalement peu changée à 40 min entre les cas propre et pollué.

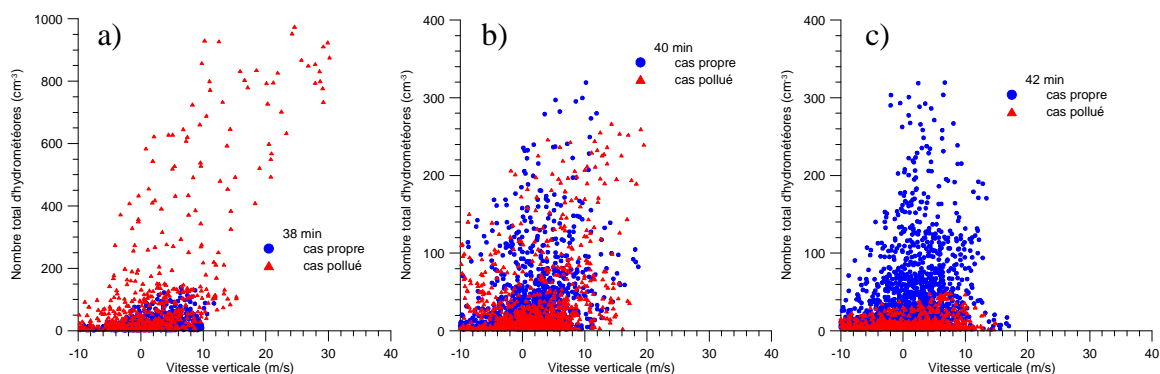


Figure 3.32 : Nombre total de particules (gouttes + cristaux) en fonction de la vitesse verticale, simulé par DESCAM 3D pour les cas propre (bleu) et pollué (rouge) après 38 (Fig. 3.32a), 40 (Fig. 3.32b) et 42 (Fig. 3.32c) min d'intégration. Note : la valeur maximale pour l'axe des ordonnées est de 1000 cm^{-3} pour la figure 3.32a, mais seulement 400 cm^{-3} sur les figures 3.32 b et c.

Ainsi, comme nous l'avons déjà abordé au paragraphe 3.3, l'étude de l'influence des particules d'aérosol sur les propriétés d'un nuage convectif et de son enclume ne peut pas se limiter à une comparaison pour un moment donné. En effet, si on considère séparément les trois figures 3.32 a, b et c, alors on peut arriver à trois conclusions différentes et même contradictoires. Pour étudier la dépendance d'un paramètre donné en fonction du nombre des particules d'aérosol, il est donc indispensable de regarder l'évolution temporelle de ce paramètre et non sa valeur à un temps d'intégration fixé. Cette approche est en effet nécessaire car, comme le montrent clairement les résultats de DESCAM 3D, le nombre de particules d'aérosol dans les basses couches a un impact sur l'évolution dynamique du nuage.

5 Impact de la correction de l'activation en fonction de l'altitude

Suite aux résultats du chapitre 2 de cette thèse, nous avons voulu tester sur le cas de CRYSTAL-FACE l'impact de l'utilisation ou non du facteur $f(T)$ (voir paragraphe 2.3 du chapitre 2) pour limiter l'activation des particules d'aérosol pour les basses températures. Étonnamment, la comparaison des résultats de DESCAM 3D avec ou sans le facteur $f(T)$ n'a pas permis de mettre en lumière des différences significatives, même au niveau du nombre des gouttes à 10 km d'altitude. Plusieurs raisons sont à évoquer.

Tout d'abord, le cas de CRYSTAL-FACE fait intervenir des températures moins basses en altitude que le cas de CCOPE étudié avec DESCAM 1D½ (voir paragraphe 1 du chapitre 2). Par exemple, pour CCOPE, le niveau -20 °C correspond à peu près à l'altitude 6 km et le niveau -40 °C à 8.4 km. Dans le cas de CRYSTAL-FACE, ces températures correspondent respectivement aux altitudes 7.8 km et 10.6 km. Ensuite, un bon nombre des couches supérieures à 7.8 km ne deviennent jamais saturées au cours de la simulation. La figure 3.33 est un exemple du champ d'humidité relative après 38 minutes d'intégration dans le cas *baseline*. L'iso-contour 100% s'arrête vers 10 km d'altitude. Dans toutes les couches supérieures à 10km, la production de nouvelles gouttes n'est donc pas possible. Enfin, dans les couches entre 8 et 10 km, on voit sur la figure 3.33 que la sursaturation n'est atteinte que sur de petites zones et non sur l'ensemble des points nuageux.

En résumé, le facteur $f(T)$ n'est donc actif que dans quelques couches (entre 8 et 10km), et seulement en quelques points du domaine où l'humidité relative est supérieure à 100%. De plus, la dynamique est maintenant tridimensionnelle et les hydrométéores sont rapidement dispersés. Les différences liées à l'utilisation ou non de la correction de

l'activation en fonction de la température sont donc difficilement détectables car elles sont limitées dans l'espace et dans le temps.

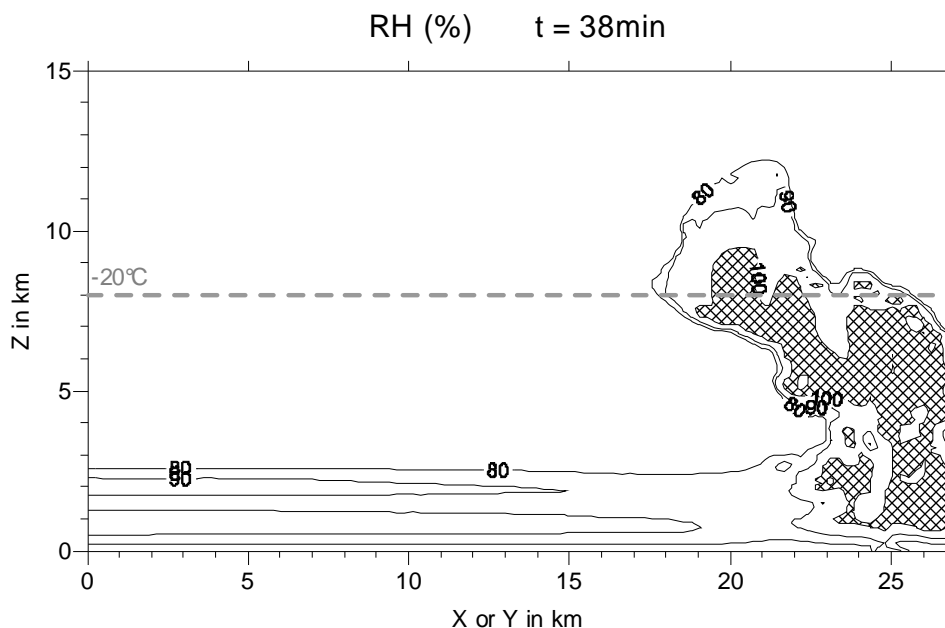


Figure 3.33 : Coupe de l'humidité relative (%) après 38 minutes d'intégration. La ligne en tirets gris marque approximativement le niveau -20°C.

6 Conclusions

La simulation du cas de CRYSTAL-FACE nous a permis d'évaluer les performances de DESCAM 3D par comparaison avec les observations aéroportées décrites par Heymsfield et al. (2005). Le nuage simulé par DESCAM 3D s'étend d'abord verticalement avec un sommet qui atteint 14 km. Une enclume se développe rapidement avec une extension horizontale en direction du sud-ouest pouvant aller jusqu'à environ 20 km. Par rapport aux observations disponibles, DESCAM 3D est capable de reproduire des variations brutales dans le champ de température de la même ampleur qu'observées. A partir d'une trajectoire choisie pour représenter le vol de l'avion, on trouve de grandes similitudes dans l'évolution de la vitesse verticale simulée et observée avec un noyau convectif (zones B et C) et une descendance au vent (zone D). A l'image des observations, la première moitié du noyau ascendant (zone B) est complètement glacée alors que de faibles contenus en eau sont présents dans la deuxième moitié (zone C). Les spectres simulés par DESCAM 3D lorsque de l'eau liquide est présente (zone C) sont en accord avec ceux mesurés. Dans les parties dépourvues d'eau liquide (zones B et D), les spectres simulés montrent principalement des cristaux de taille comprise entre 30 et 200 μm d'où un manque à la fois de petits ($<30 \mu\text{m}$) et de gros ($>200 \mu\text{m}$) cristaux par rapport aux observations.

Les résultats de DESCAM 3D suggèrent que le noyau convectif du nuage s'est divisé en plusieurs parties sous l'effet du vent horizontal fort en haute altitude. Les régions B et C pourraient être en réalité deux ascendances distinctes. Lorsque l'avion traverse le nuage à 10 km, l'ascendance associée à la région B existe depuis un certain temps déjà et a atteint des altitudes supérieures à 10 km. A l'inverse, la zone d'ascendance correspondant à la région C est récente et occupe des altitudes inférieures à 10 km. Cette différence dans l'âge des ascendances et dans leurs altitudes permet d'expliquer les caractéristiques microphysiques observées. La région B est ainsi dépourvue d'eau liquide car cette zone d'ascendance existe depuis un certain temps déjà et les gouttes qui pouvaient être présentes au départ ont soit disparu par évaporation, soit été congelées. Le fait que l'ascendance occupe des altitudes supérieures à 10 km favorise la formation des cristaux de glace. A l'inverse, pour la région C, les gouttes sont nucléées à plus basse altitude, puis transportées vers 10 km. Comme cette zone d'ascendance est récente, toutes les gouttes n'ont pas été congelées et ne se sont pas encore évaporées. En revanche, les différences observées sur les températures des régions B et C ne sont pas causées par les processus microphysiques mais par les évolutions dynamiques différentes de ces deux régions et les processus thermodynamiques (détente/compression) qui leurs sont associées.

Comme DESCAM 3D simule le nuage observé de façon réaliste, nous avons ensuite effectué une étude de sensibilité par rapport à la concentration en particules d'aérosol en fonction de l'altitude. Dans un premier temps, nous avons fortement limité (à 5%) le nombre de particules d'aérosol dans les altitudes supérieures à 6 km. Ensuite, nous nous sommes intéressés à l'influence de la concentration en particules d'aérosol dans la couche limite (< 1 km).

Avec le modèle DESCAM 3D, l'absence de particules au-dessus de 6 km d'altitude ne conduit pas à une réduction drastique du nombre des hydrométéores à 10 km. On note certes une diminution du nombre des hydrométéores au moment où le nuage arrive dans ces altitudes (environ 7%), mais DESCAM-3D reste cependant capable de reproduire des nombres de particules autour de 200 cm^{-3} à 10 km même sans particules d'aérosol au-dessus de 6 km. De plus, les différences dans le nombre des hydrométéores sont principalement dues aux gouttes car elles sont largement majoritaires en nombre. Cependant, la présence des gouttes est limitée aux zones d'ascendances fortes, et elles sont donc très rares dans l'enclume. Dans l'enclume principalement glacée, le nombre des cristaux est quasiment inchangé que les particules d'aérosol au-dessus de 6 km soient présentes ou pas.

Pour ce qui est du nombre des particules d'aérosol dans les basses couches, nous avons clairement mis en évidence l'influence de ce paramètre sur la dynamique du nuage. Des concentrations très différentes (de 400 cm^{-3} dans le cas propre à 6500 cm^{-3} dans le

cas pollué) conduisent à des évolutions dynamiques différentes aussi bien spatialement que temporellement, ce qui rend complexe la comparaison des caractéristiques microphysiques. Cependant, si on limite notre étude à l'enclume glacée du nuage convectif, nos résultats montrent clairement que le nombre de cristaux dans cette partie du nuage est bien plus élevé dans le cas pollué comparé au cas propre. En résumé, les tests de sensibilité avec DESCAM 3D montrent que la concentration en particules d'aérosol dans les basses couches a bien plus de répercussion sur les propriétés microphysiques de l'enclume que la concentration en particules d'aérosol de la moyenne troposphère.

Notre étude de sensibilité s'inspire des travaux de Fridlind et al. (2004), mais conduit à des résultats très différents quant à l'importance relative des particules d'aérosol des basses couches et de la moyenne troposphère sur l'évolution du nuage et les propriétés microphysiques de l'enclume. En effet, Fridlind et al. (2004) trouvent que ce sont les particules d'aérosol au-dessus de 6 km qui sont majoritairement responsables de la formation d'un grand nombre d'hydrométéores dans les hautes altitudes. Et, à l'inverse, des changements majeurs dans le nombre de particules dans la couche limite ne semblent pas avoir d'impact notable sur le nombre des hydrométéores à 10 km d'altitude. Par comparaison avec nos résultats, nous avons montré que la méthode employée par Fridlind et al. (2004) pour arriver à ces conclusions a des défauts. D'une part, les figures de Fridlind et al. (2004) (cf. Figs. 3.24 et 3.31) représentent un nuage de points difficilement exploitable quantitativement. D'autre part, Fridlind et al. (2004) comparent les résultats de leurs simulations uniquement pour un temps donné. Or, nous avons observé que des changements dans la concentration en particules d'aérosol, que ce soit dans les hautes ou dans les basses couches, conduisent à des modifications dans la dynamique du nuage. En conséquence, si l'on souhaite étudier l'impact du nombre des particules d'aérosol sur un paramètre précis, un tracé de l'évolution temporelle de ce paramètre nous semble bien plus adapté qu'une simple comparaison de la valeur de ce paramètre à un instant donné.

Il est difficile d'identifier la source de ces désaccords car la publication de Fridlind et al. (2004) ne donne que peu de détails concernant la dynamique de leurs nuages simulés. Mais, une hypothèse envisageable pour expliquer les différences entre les résultats de DESCAM 3D et ceux de Fridlind et al. (2004), fait intervenir les mécanismes d'initialisation de la convection. Dans notre cas, nous imposons une perturbation de la température et de l'humidité localisée uniquement dans le nord-est du domaine simulé. Cette bulle d'air est à l'origine de la formation d'une cellule de convection unique qui se développe à la fois verticalement et horizontalement. Le modèle de Fridlind et al. (2004) assimile les flux de surface pour la température et pour l'humidité. Au vu des figures, disponibles sur le site Internet de la campagne CRYSTAL-FACE

(<http://www.espo.nasa.gov/crystalface/postpresentations.html>, présentation « Homogeneous Nucleation and its role in CRYSTAL-FACE, Part II »), ceci provoque la formation de plusieurs cellules et non une seule. Leur temps d'intégration est également bien plus long (jusqu'à 3h) alors que les résultats de DESCAM 3D sont présentés après 40 minutes d'intégration environ (on signale à ce propos que sur les images du satellite GOES, le nuage apparaît à 16h45 et que le passage de l'avion dans le nuage débute à 17h46, soit une heure plus tard, et par conséquent un temps total de 3h d'intégration apparaît long). Ainsi, on peut penser que si les vents verticaux simulés sont plus modérés dans le cas des simulations de Fridlind et al. (2004), alors il y a moins de transport depuis les basses couches vers les hautes altitudes. A l'inverse, dans les simulations avec DESCAM 3D, nous avons observé des zones d'ascendance qui se développent depuis les basses couches jusqu'à l'altitude de l'enclume. De tels courants ascendants transportent à la fois des hydrométéores formés près de la base du nuage mais aussi des particules d'aérosols des basses couches qui vont pouvoir servir de noyau de condensation ou congélation et qui vont donc faire concurrence à celles déjà présentes en haute altitude.

Chapitre 4

Etude d'un cas de convection moyenne dans la région des Cévennes-Vivarais – Rôle de la phase glace et des particules d'aérosol

Dans le chapitre précédent, nous avons testé le modèle DESCAM 3D dans la haute troposphère, en simulant un nuage convectif et en comparant les résultats du modèle avec des observations aéroportées effectuées à 10 km d'altitude. Le but de ce quatrième chapitre est maintenant de tester les performances de DESCAM 3D pour ce qui est de la précipitation au sol. Dans les régions montagneuses, prévoir de façon précise la localisation et le taux des précipitations au sol est en effet essentiel pour pouvoir déterminer les réponses des bassins versants et prévoir les crues possibles. En France, la région des Cévennes-Vivarais est fréquemment soumise à des précipitations importantes en terme de cumul, pouvant provoquer de graves inondations. Le radar volumique de Bollène en place depuis 2002 nous permet d'obtenir des informations sur la répartition horizontale et verticale de la réflectivité et donc de la pluie. Pendant l'automne 2004, un disdromètre placé à Alès nous donne en supplément une première caractérisation granulométrique de ces pluies. Pour tester la capacité de DESCAM 3D à reproduire un champ précipitant, nous avons donc choisi de simuler l'évènement du 27/28 Octobre 2004 pour lequel un cumul total supérieur à 100 mm a été mesuré. Le sommet des nuages n'excédant pas 6 km, nous parlerons donc pour ce cas de convection « moyenne ».

Ce chapitre est découpé en six paragraphes. Après un bref descriptif des épisodes cévenols en général et du cas particulier du 27/28 Octobre 2004 dans les paragraphes 1 à 3, nous allons, dans le paragraphe 4, comparer les résultats du modèle avec des mesures

disdrométriques (pour ce qui est du flux, du taux et des spectres de pluie au sol) et avec les réflectivités radar. Ensuite, nous nous intéresserons plus particulièrement au rôle de la phase glace dans les cas de convection moyenne : la présence de cette phase a-t-elle un impact sur le cumul de pluie au sol ? sur la durée des précipitations ? Afin d'apporter un début de réponse à cette question, nous avons simulé le cas du 27/28 Octobre 2004 avec DESCAM 3D sans la microphysique froide. Dans le paragraphe 5, les résultats de cette simulation sont présentés et comparés avec la première simulation pour laquelle les processus microphysiques froids étaient actifs. Enfin dans le sixième et dernier paragraphe, nous étudierons l'impact de la pollution sur cet épisode en faisant varier le nombre de particules d'aérosol initialement présentes.

1 Généralités sur les épisodes cévenols

Les épisodes cévenols ont déjà provoqué un grand nombre d'inondations et causé d'importants dégâts. On se rappelle par exemple le cas du Gard en Septembre 2002 au cours duquel les 2/3 du département ont reçu plus de 300 mm de pluie. La valeur maximale des précipitations a même atteint 687 mm en 24 h à Anduze (Huet et al., 2003). Cette catastrophe a causé 24 morts et le coût total des dommages est estimé à 1.2 milliards d'euros pour les 6 départements touchés, à savoir le Gard, l'Hérault, le Vaucluse, l'Ardèche, les Bouches-du-Rhône et la Drôme (Delrieu et al., 2005). Ce type d'évènement est dû à une convection profonde avec des cellules très localisées spatialement. Les pluies associées à ces cellules sont très intenses et, bien que ces systèmes aient une durée de vie relativement courte (i.e. quelques heures), ils peuvent provoquer des crues éclair des cours d'eau. Cependant, le cas du Gard 2002 n'est appelé « épisode cévenol » que par abus de langage. Rigoureusement, le terme « évènement cévenol » désigne en effet des pluies qui sont d'intensité moyenne mais qui durent longtemps (plusieurs heures à plusieurs jours). Ce ne sont pas des flux de pluie importants mais bien une accumulation d'eau qui provoque alors les crues.

La situation synoptique donnant lieu à des cas de précipitations cévenoles est relativement bien connue. Elle est caractérisée par la présence d'un système dépressionnaire sur l'Islande et du front froid qui lui est associé, et qui peut s'étendre de l'Angleterre jusqu'au Portugal (Miniscloux et al., 2001 ; Cosma et al., 2002). Le déplacement du front froid est gêné par deux anticyclones positionnés respectivement au dessus du nord de l'Afrique et de la Russie. Au niveau de sol, un flux de sud sud-est se met en place sur le sud de la France et apporte de l'air chaud et humide depuis la Méditerranée vers les contreforts du Massif Central. Les épisodes cévenols ont donc lieu en automne lorsque la température de la mer Méditerranée est encore élevée. En altitude, les vents viennent de l'ouest et l'ensemble du système se déplace donc lentement vers

l'est. Jusqu'à l'arrivée du front froid sur la France, il pleut abondamment sur les Cévennes. Ces systèmes précipitants sont donc en grande partie causés par l'orographie qui force l'air méditerranéen à s'élever.

Aujourd'hui, l'OHM-CV (Observatoire Hydro-météorologique Méditerranéen Cévennes-Vivaraïs) a entre autre pour objectif d'améliorer les connaissances et les capacités de prévision des risques associés aux précipitations cévenoles. Du point de vue de la modélisation, les cas des Cévennes Vivaraïs servent à valider aussi bien les modèles météorologiques qu'hydrologiques en vue d'un couplage futur. On trouve ainsi dans la littérature plusieurs cas d'épisodes cévenols qui ont déjà été l'objet de simulation numérique. Le modèle Mésoscale-NH a ainsi été utilisé à plusieurs reprises (Pinty et al., 2001 ; Cosma et al., 2002 ; Anquetin et al., 2003). Cependant dans les trois travaux cités ci-dessus, les modèles n'utilisent que la microphysique chaude et les cas simulés ont été choisis en conséquence : le sommet des nuages n'excède par l'isotherme 0 °C ou encore les données radar ne montrent pas de phénomène de bande brillante qui est une signature typique de la fonte d'hydrométéores glacés. Pourtant les épisodes cévenols ne sont pas tous de ce type. Dans le cas du 27/28 Octobre 2004, les données du radar volumique de Bollène (Météo France) montrent par exemple des réflectivités jusqu'à 5 km d'altitude alors que l'isotherme 0°C se trouve autour de 2.5 km d'altitude. Pour ce cas, le sommet des nuages est compris entre 4 et 6 km et on ne peut donc pas parler de convection profonde mais plutôt de convection « moyenne ».

2 Observations disponibles pour le cas du 27/28 Octobre 2004

2.1 Données du disdromètre

En 2004, un disdromètre a été placé sur le site de l'école des Mines d'Alès et a fonctionné entre les mois de septembre et décembre (Chapon, 2006). Il classe les gouttes de pluie collectées en fonction de leur diamètre et de leur vitesse de chute. Chacun de ces paramètres est distribué sur une grille de 32 classes. Les vitesses mesurées se répartissent entre 5 cm s⁻¹ et 20.8 m s⁻¹ tandis que les diamètres s'échelonnent entre 62 µm et 24.5 mm.

Dans la nuit du 27 au 28 Octobre, l'évènement pluvieux a donné un cumul au sol supérieur à 90 mm (cf. Fig. 4.1). L'intensité maximale mesurée est d'environ 65 mm h⁻¹. La figure 4.2 montre la distribution des gouttes mesurées par le disdromètre. Au total, le nombre maximal de gouttes observé se situe autour de 2000 m⁻³. La taille des gouttes varie selon le moment choisi. Entre 18 et 20 h, la plus grande partie des gouttes ont un diamètre inférieur à 1 mm, alors qu'entre 2 et 4 h du matin, un nombre important de gouttes dépassent la taille 1 mm.

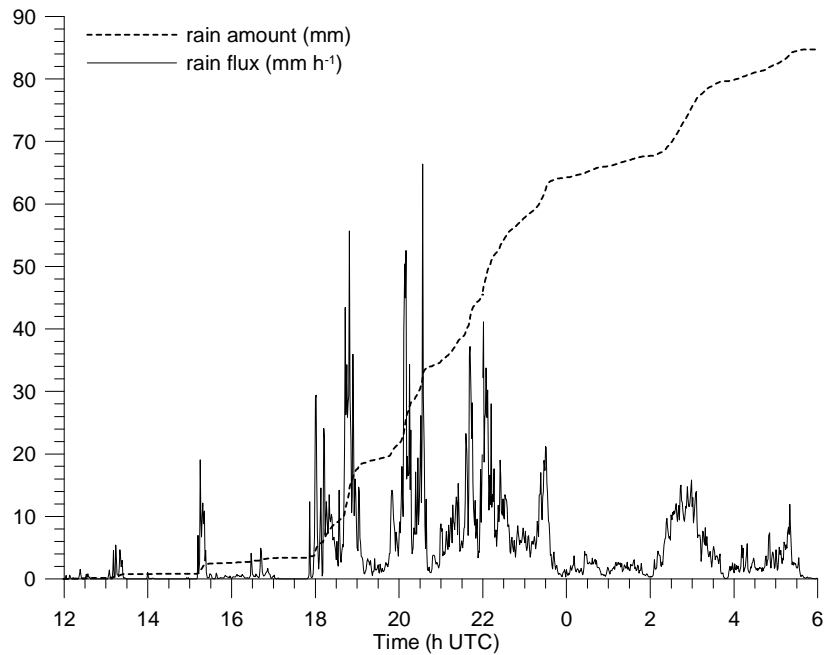


Figure 4.1 : Cumul de pluie au sol (mm) et intensité (mm h^{-1}) mesuré par le disdromètre situé à l'école des Mines d'Ales les 27 et 28 Octobre 2004.

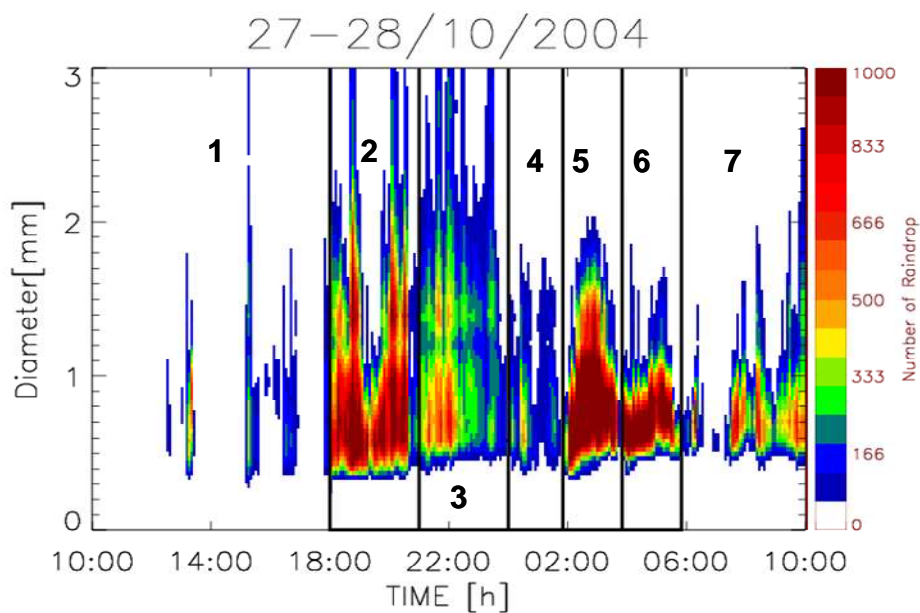


Figure 4.2 : Spectre des gouttes pour le cas du 27/28 Octobre 2004 (Chapon et al., 2007).

2.2 Données radar

Le radar Météo France de Bollène réalise un balayage volumique de l'atmosphère grâce à 8 angles de site différents. On peut ainsi reconstruire des profils verticaux de réflectivité radar. Pour le cas qui nous intéresse, le protocole de mesure suivi est donné dans le tableau 4.1. Un cycle, c'est-à-dire un balayage des 8 angles, dure 5

minutes. Les 6 derniers angles restent les mêmes pour chaque cycle, alors que les deux premiers changent à chaque cycle mais avec une périodicité de 15 minutes. Par exemple, l'angle de site n°1 est de 14° à 00h00min, 9° à 00h05min, 11.1° à 00h10min puis de nouveau 14° à 00h15min et ainsi de suite.

Tableau 4. 1 : Angle de tir en degrés pour le radar de Bollène en fonction du temps.

N° Site	Angle (°)		
	min = 00, 15, 30, 45	min = 05, 20, 35, 50	min = 10, 25, 40, 55
1	14.0	9.0	11.1
2	8.9	4.8	6.0
3	0.4	0.4	0.4
4	3.6	3.6	3.6
5	2.3	2.3	2.3
6	1.7	1.7	1.7
7	1.2	1.2	1.2
8	0.8	0.8	0.8

La figure 4.3 montre l'évolution temporelle du profil vertical de réflectivité reconstruit au dessus d'Alès. On note des réflectivités radar supérieures à 40 dBZ entre la surface et 3 km et entre 22 h et minuit. A partir de minuit, les réflectivités diminuent (autour de 35 dBZ au maximum) et s'étendent de moins en moins haut en altitude : entre minuit et 2 h, les 30 dBZ dépassent l'altitude 3 km alors que ce même seuil se trouve vers 2.5 km entre 2 et 4 h du matin.

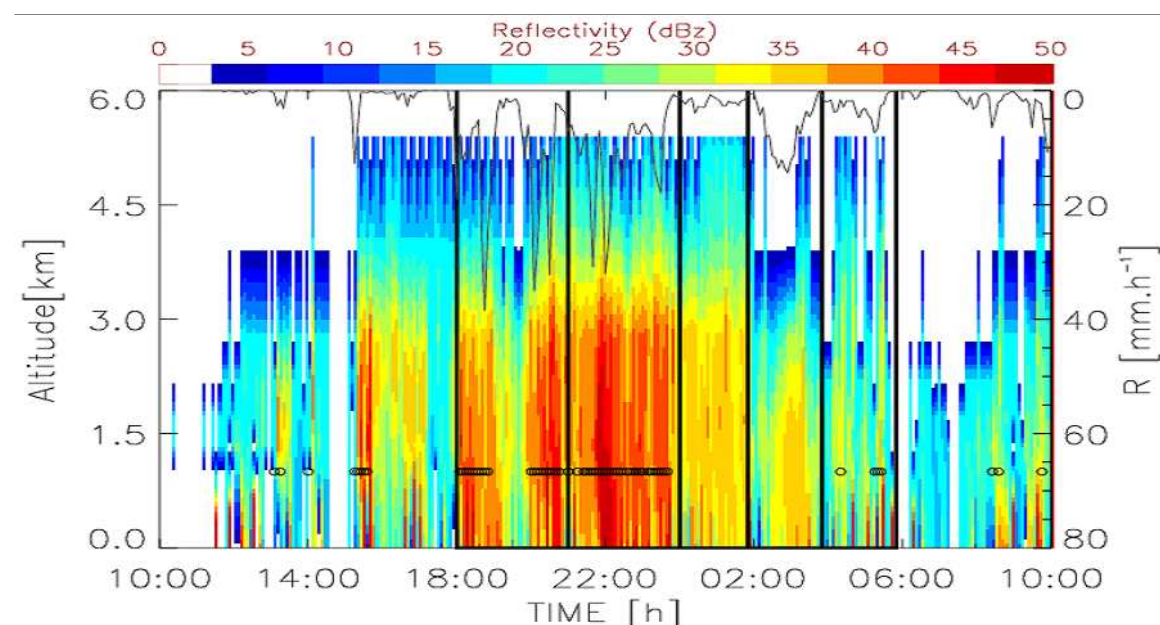


Figure 4.3 : Réflectivité radar au-dessus d'Alès calculées à partir des 8 scans du radar de Bollène toutes les 5 minutes pour le cas du 27/28 Octobre 2004 (Chapon, 2006).

D'après les figures 4.1, 4.2 et 4.3, il semble que l'épisode du 27/28 Octobre 2004 peut être découpé en plusieurs phases distinctes. Pour ne pas entrer dans les détails, on peut se

limiter par exemple à deux phases. A partir de 18 h et jusqu'à minuit, des cellules convectives qui se développent au moins jusqu'à 4 km d'altitude, se succèdent. Entre minuit et 2 h, ce régime perd de son intensité et les réflectivités radar sont maintenant autour de 35 dBZ au lieu de 45 dBZ précédemment. Une deuxième phase commence autour de 2 h du matin. Après une période de stagnation, l'accumulation au sol recommence en effet à augmenter (cf. Fig. 4.1). L'intensité de la pluie au sol reste entre 4 et 12 mm h⁻¹. Les réflectivités radar atteignent de nouveau les 35 dBZ mais restent confinées en dessous des 2 km.

3 Initialisation du modèle

Comme pour le cas de CRYSTAL-FACE, le domaine compte 128 x 128 x 62 points. La résolution verticale reste de 250 m, alors que la résolution horizontale a été augmentée à 1 km. Le pas de temps est maintenant de 4 secondes. Le modèle est initialisé avec le sondage de Nîmes du 27 Octobre, 23 h (cf. Fig. 4.4), car le sondage de midi ne permet pas la formation de nuages précipitants dans le modèle.

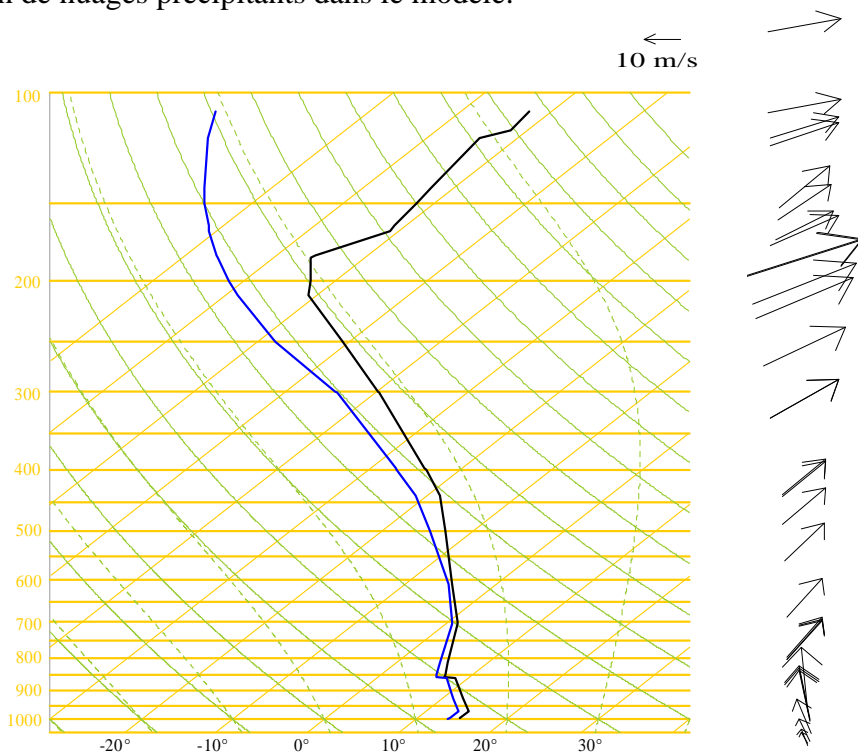


Figure 4.4 : Sondage de Nîmes, le 27 Octobre 2004 à 23 h UTC.

A 23 h, les nuages sont déjà présents entre 950 et 600 hPa (soit environ entre 450 m et 4 km). Un vent de Sud, et donc en provenance de la mer Méditerranée, règne dans les basses couches et alimente le domaine en vapeur d'eau. Dans la moyenne troposphère, le vent s'oriente ensuite au sud-ouest. La formation des nuages est causée principalement

par le soulèvement orographique mais des flux de chaleur latente de 100 W m^{-2} et sensible de 35 W m^{-2} sont également imposés à la surface. Ces valeurs sont plus élevées que celles typiquement relevées la nuit, car nous devons provoquer la formation des nuages dans le modèle (formation qui a eu lieu en réalité au cours de l'après-midi).

L'initialisation du modèle avec un seul sondage ne nous permet pas de prendre en compte les conditions synoptiques propres au déclenchement des épisodes cévenols. De même, nous ne pouvons pas simuler l'arrêt des pluies importantes sur les reliefs du fait de l'arrivée d'un front froid par l'ouest. Par contre, entre le début et la fin des pluies, la situation est relativement stationnaire. En initialisant le modèle avec un seul sondage, nous espérons donc pouvoir retrouver les caractéristiques de l'évènement simulé pendant ces quelques heures où la situation synoptique est relativement figée. Par contre, avec cette méthode d'initialisation, il sera certainement difficile de simuler la variabilité intra-évènementielle des spectres de pluie au sol et des réflectivités mesurés pour pendant cet épisode.

A partir du sondage de 23 h, il faut un certain temps d'intégration pour que la situation nuageuse quasi-stationnaire s'établisse sur la majeure partie du domaine simulé, ce qui n'est pas le cas dans la réalité où les épisodes pluvieux se succèdent et les pluies sont quasiment continues. Nous devons donc tenir compte d'un possible retard (spin-up) dans les résultats du modèle par rapport aux observations. De plus, nous avons vu au paragraphe précédent que l'épisode précipitant du 27/28 Octobre 2004 peut être divisé en deux phases convectives distinctes, l'une avant minuit et l'autre après. Etant donné que le modèle est initialisé avec le sondage de 23 h UTC, nous pouvons uniquement essayer de reproduire la deuxième phase et nous allons donc comparer les résultats du modèle uniquement avec les mesures effectuées à partir de minuit. Les valeurs observées à conserver en mémoire sont donc :

- une accumulation de pluie au sol d'environ 15 mm en 4 heures (entre minuit et 4 h du matin, cf. Fig. 4.2).
- des intensités maximales autour de 15 mm h^{-1} (cf. Fig. 4.2)
- un nombre gouttes au sol autour de 2000 m^{-3} et des diamètres de l'ordre de 1 mm (cf. Fig. 4.2)
- des réflectivités radar atteignant 30 dBZ jusqu'à 2 voir 3 km d'altitude et diminuant rapidement ensuite (cf. Fig. 4.3).

De part ces caractéristiques, cette partie de l'évènement du 27 Octobre 2004 peut donc être classée dans les épisodes cévenols associés à une convection moyenne.

Les résultats de trois simulations différentes vont successivement être présentés dans les paragraphes suivants. La première simulation sera considérée comme simulation de référence. Dans la deuxième, les processus microphysiques froids ont été arrêtés afin

d'étudier l'impact de la phase glace sur la formation des pluies cévenoles. En revanche, ces deux premiers calculs utilisent la même distribution dimensionnelle pour initialiser le spectre des particules d'aérosol. Il s'agit de la distribution continentale de Jaenicke (1988) qui a déjà servi au chapitre 2 (cf. Fig. 2.2) pour les simulations du cas de CCOPE avec EXMIX et DESCAM 1D½. Le nombre des particules d'aérosol est d'environ 700 cm^{-3} près du sol et décroît de façon exponentielle entre la surface et 3 km, puis reste constant pour les altitudes supérieures. Dans la troisième simulation, le nombre total de particules d'aérosol sera multiplié par 3 par rapport aux deux premières simulations et les processus microphysiques froids seront de nouveaux actifs afin d'étudier l'impact d'une masse d'air polluée sur la phase glace et la formation des précipitations. La fourchette $700 - 2400 \text{ cm}^{-3}$ pour le nombre des particules d'aérosol est cohérente avec les mesures effectuées au sommet du Puy de Dôme. En effet, comme le vent vient du sud et donc de la mer, et comme il n'y a pas non plus de grandes zones urbaines et industrialisées sur cette partie de la côte, le nombre de particules d'aérosol n'est jamais très élevé.

4 Simulation avec la microphysique froide

Dans ce paragraphe, les résultats de la simulation de référence (i.e. avec les processus microphysiques froid et un nombre initial de particules d'aérosol de 700 cm^{-3}) vont être présentés. Nous allons tout d'abord discuter de l'importance des processus microphysiques froids pour la formation des précipitations. Ensuite, nous étudierons la précipitation au sol à Alès pour pouvoir comparer avec les résultats du modèle avec les mesures du disdromètre. Pour finir, nous nous intéresserons à la question de la simulation des réflectivités radar dans le modèle.

4.1 Contribution de la phase glace

Les contenus en eau nuageuse, précipitante et en glace totale selon une coupe à travers le domaine après 120 minutes d'intégration sont représentés sur les figures 4.5 et 4.6. On trouve de l'eau nuageuse (en bleu sur la figure 4.5) jusqu'à environ 6 km d'altitude, alors que l'eau précipitante (en rouge sur la figure 4.5) n'est présente en quantité significative qu'en dessous de 3 km. La phase glace occupe les altitudes supérieures à 3 km. D'après ces figures, le nuage simulé est donc mixte entre 2.5 et 5.5 km, puis entièrement glacé au-dessus.

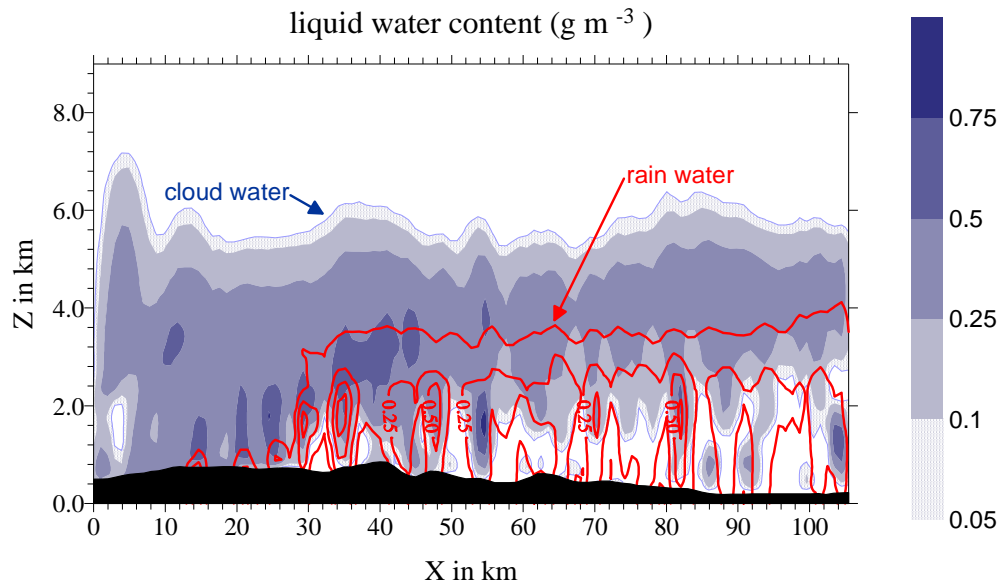


Figure 4.5 : Contenus en eau nuageuse et précipitante selon la coupe AA' (cf. Fig. 4.8a) à travers le domaine simulé et après 120 minutes d'intégration.

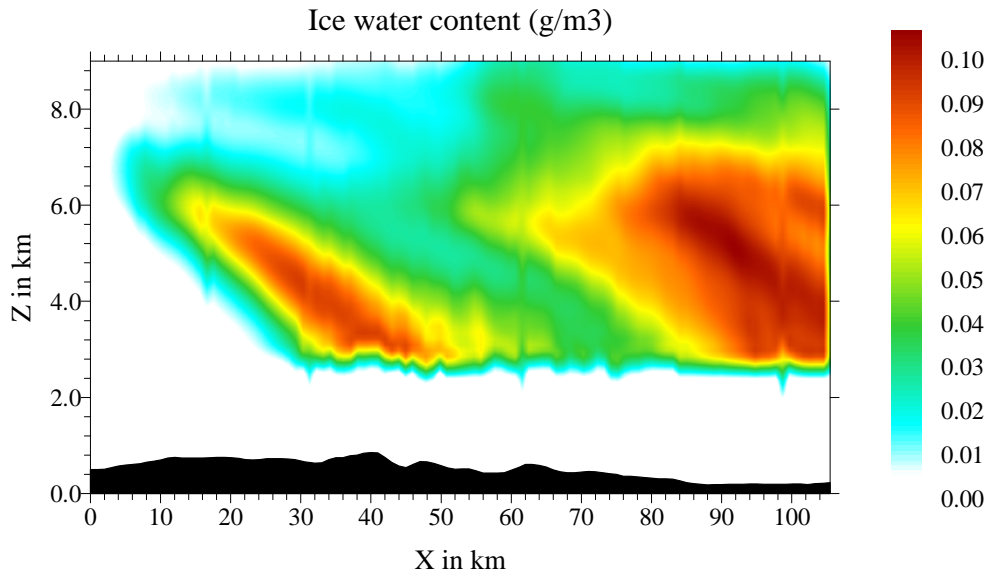


Figure 4.6 : Contenu en glace totale selon la coupe AA' (cf. Fig. 4.8a) et après 120 minutes d'intégration.

La figure 4.7 représente les spectres des cristaux et des gouttes entre le sol et 9.5 km d'altitude à la verticale du point du domaine proche d'Alès. Sur la figure de gauche, la distribution en masse des cristaux reste unimodale quelque soit l'altitude. La taille des cristaux varie entre 200 μm dans les hautes altitudes et 800 μm vers 3 km. Sur la figure de droite, la distribution des gouttes montre parfois deux maxima : les gouttes nuageuses entre 20 et 40 μm de diamètre et les gouttes de pluie autour de 1 mm de diamètre comme observé (cf. Fig. 4.2).

Nous pouvons déduire de la figure 4.7 les principaux processus microphysiques responsables de la formation de la précipitation dans ce cas d'étude. Entre 2.5 et 4 km

d'altitude, des gouttes de pluie se forment par coalescence à l'intérieur du nuage. Mais, à ces altitudes, le nuage est mixte et le givrage fait passer les grosses gouttes formées par les processus chauds dans le réservoir des cristaux : on voit ainsi augmenter la masse des cristaux au fur et à mesure que l'altitude diminue. Ensuite, entre 2.5 et 2.25 km d'altitude, les cristaux franchissent l'isotherme 0°C et fondent. Ce processus étant supposé instantané dans le modèle, la totalité de la masse des cristaux se retrouve dans le réservoir des gouttes et on voit sur la figure 4.7 de droite une augmentation brutale de la masse des gouttes de pluie entre 2.5 et 2.25 km. La formation de la pluie fait donc clairement intervenir les processus microphysiques chauds et froids selon la séquence suivante : coalescence, givrage, puis fonte.

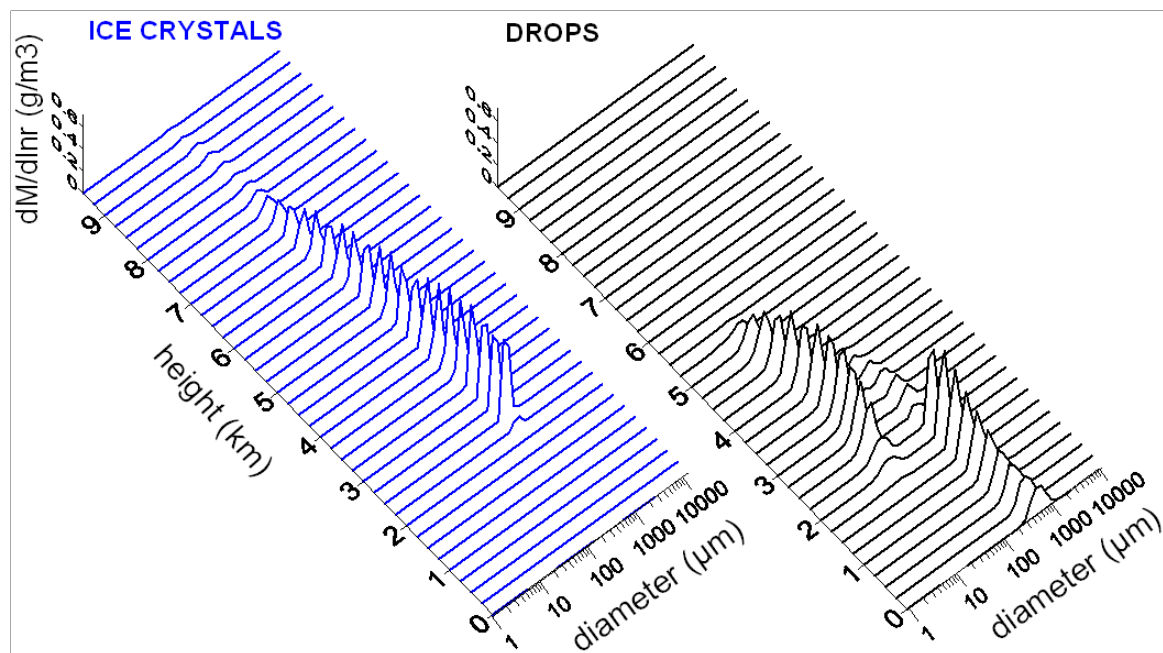


Figure 4.7 : Profil vertical des spectres en masse des cristaux (à gauche en bleu) et des gouttes (à droite en noir) pour le point (X=76 km et Y= 84 km) proche d'Alès.

4.2 Etude de la précipitation au sol

4.2.1 Evolution générale

La figure 4.8 montre la répartition du cumul de pluie au sol après 2 (Fig. 4.8a) et 4 heures d'intégration (Fig. 4.8b). D'après la figure 4.8b, les cumuls maximums sont trouvés principalement sur les montagnes : au cours de la simulation les premières pluies se produisent sur les versants des reliefs (Fig. 4.8a) et au fur et à mesure de l'intégration, la pluie s'étend sur les zones d'altitude moins élevée et va même pratiquement jusqu'à la mer (Fig. 4.8b).

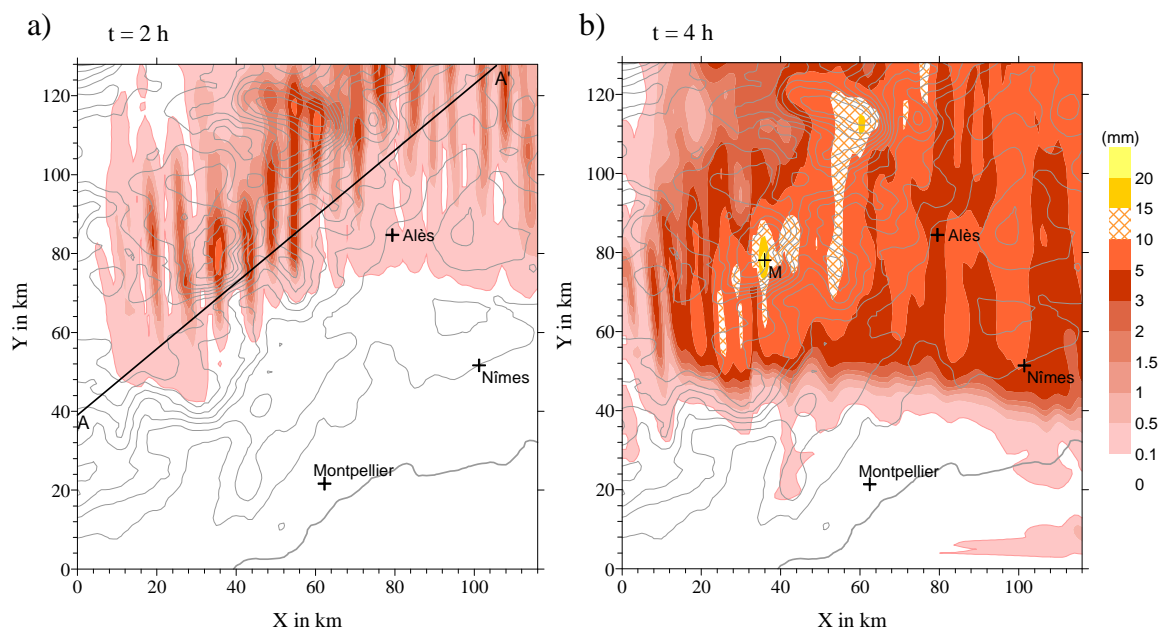


Figure 4.8 : Cumul de pluie au sol en mm après 2 h (Fig. 4.8a) et 4 h d'intégration (Fig. 4.8b). La ligne AA' représente la coupe verticale utilisée dans ce chapitre pour les figures 4.5, 4.6 et 4.14.

4.2.2 Comparaison avec les mesures du disdromètre placé à Alès

La figure 4.9 montre l'évolution du cumul de pluie au sol pour un point de grille proche d'Alès. On observe une forte augmentation du cumul entre 23 h et 23 h 40 UTC qui est attribuable à la fin de l'épisode convectif qui a commencé avant minuit et que le modèle ne peut reproduire car il est initialisé avec le sondage de 23 h UTC. Pour cette raison, nous allons nous limiter aux observations effectuées après 23 h 40, comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe 3.

Dans la simulation, les premières pluies commencent à Alès un peu avant 2 h d'intégration, soit vers 1 h du matin UTC. Ainsi, on peut ainsi estimer que le temps mis par le modèle avant d'arriver à une situation stationnaire est d'environ 1 h 10 min. Dans la suite de ce chapitre, nous tiendrons donc compte d'un décalage de 1 h 10 min lorsque nous comparerons les résultats du modèle et les observations. Sur la figure 4.9 comme sur les figures suivantes, les courbes correspondant aux observations avec un décalage temporel de +1 h 10 min seront représentées en gris.

L'évolution du cumul observé peut se diviser en trois phases, notées A, B et C sur la figure 4.9, en fonction de la pente de la courbe. La première phase A dure environ 2 h 30 et pour cette partie de la courbe, la pente peut être évaluée à 2 mm h^{-1} . L'augmentation du cumul est plus rapide pendant la phase B, avec une pente de l'ordre de 9 mm h^{-1} , et cette situation perdure pendant environ 1 h 20 min. Après cette phase où les précipitations sont plus soutenues, on revient à une situation avec des caractéristiques identiques à celle de la phase A : la pente de la courbe dans la phase C est de l'ordre de 2 mm h^{-1} .

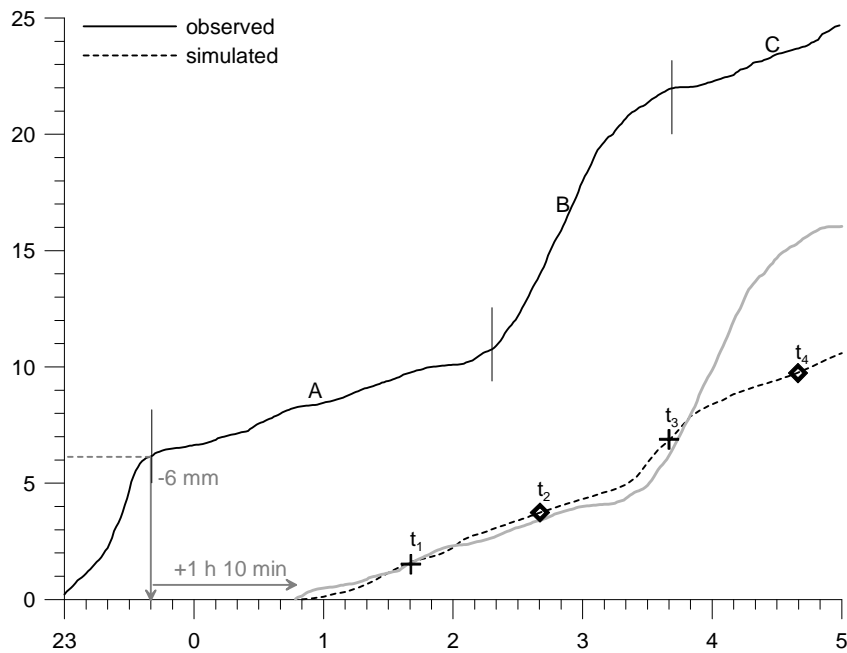


Figure 4.9 : Cumul de pluie au sol recalculé à partir des données du disdromètre (courbes continues) et simulé à Alès (X=79 km, Y=85 km, ligne pointillée). La courbe en gris correspond aux observations avec un décalage temporel de +1 h 10 min pour tenir compte du spin-up du modèle.

Pour ce qui est des résultats du modèle, entre 1 h et 3 h 30 min, le cumul simulé à Alès augmente de façon linéaire et la pente de la courbe simulée est cohérente avec les observations pendant la phase A (Fig. 4.9). De même autour de 3 h 30 d'intégration, la pente de la courbe change (environ 7 mm h^{-1}) et le cumul augmente plus fortement. Enfin, vers 4h du matin, les résultats du modèle montrent également un retour à une situation proche de celle simulée entre 1 h et 3 h 30 du matin. Du point de vue des pentes des courbes dans les trois phases A, B et C, les résultats du modèle sont ainsi en bon accord avec les observations du disdromètre. La principale différence réside dans la durée de la phase B qui est de seulement 30 min dans le modèle par rapport à 1 h 20 dans les observations.

La figure 4.10 représente l'évolution du flux de pluie au sol observé et simulé par le modèle. Entre 1 h et 3 h les flux simulés et observés sont du même ordre de grandeur, toujours inférieurs à 5 mm h^{-1} . Vers 3 h 20, on a bien une augmentation du flux simulé avec un pic à 9 mm h^{-1} , puis on retrouve des valeurs inférieures à 4 mm h^{-1} en fin de simulation. Pendant les 30 min que dure la phase B dans le modèle, les flux simulés sont en accord avec ceux observés, mais encore une fois, cette phase ne dure pas assez longtemps pour atteindre des valeurs de flux et de cumul aussi importantes qu'observés.

La figure 4.11 compare les valeurs simulées et observées pour la concentration et le diamètre moyen des gouttes de pluie. Pendant la phase notée A sur la figure 4.9, il est intéressant de constater que bien que le modèle reproduise correctement les valeurs de

cumul et de flux observés (cf Figs. 4.9 et 4.10), le nombre de gouttes simulé est par contre bien supérieur à celui observé et le rayon moyen des gouttes est généralement inférieur. C'est pendant les 30 minutes correspondant à la phase B dans le modèle que l'on note le meilleur accord entre simulation et observations. Entre 3 h 15 et 3 h 45, le nombre des gouttes reste compris entre 1200 et 2000 m^{-3} et le diamètre moyen augmente de 0.5 à 0.9 mm dans les simulations comme dans les observations.

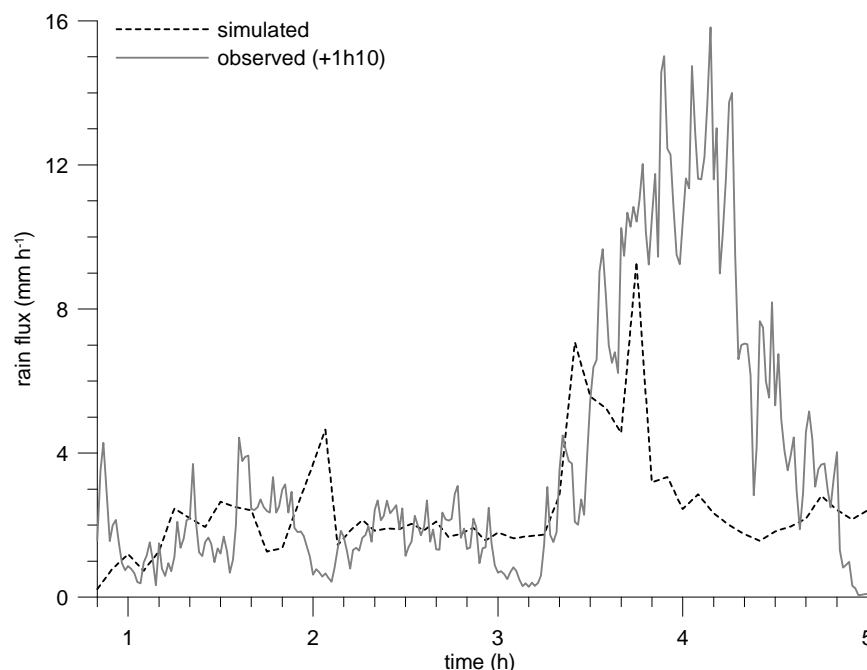


Figure 4.10 : Flux de pluie au sol calculé à partir des données du disdromètre (ligne grise) et simulé par DESCAM 3D à Alès (ligne pointillée).

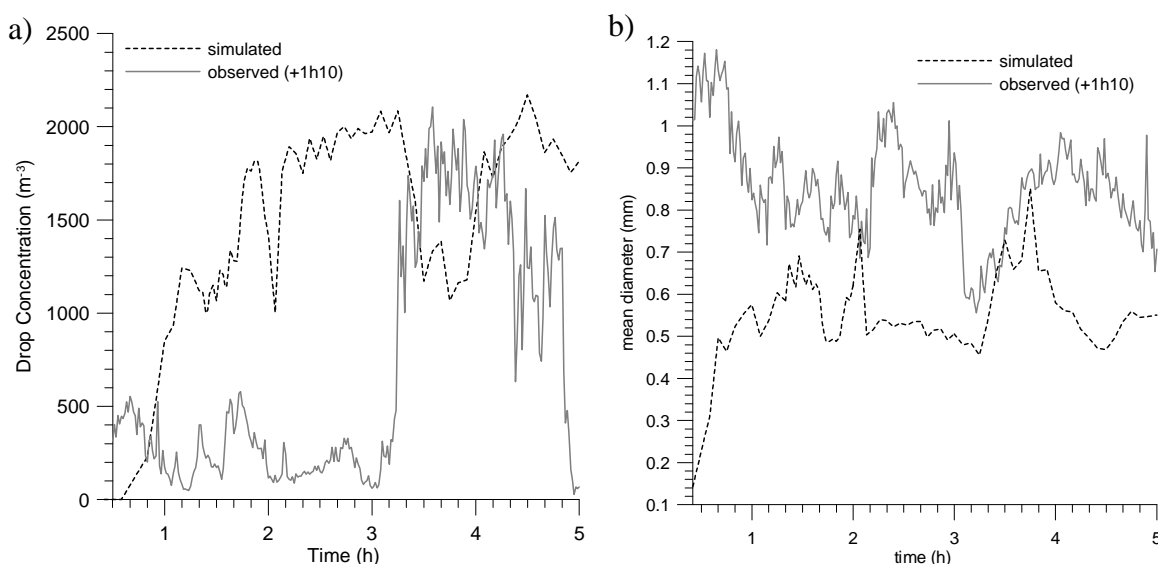


Figure 4.11 : Nombre (Fig. 4.11a) et diamètre moyen (Fig. 4.11b) des gouttes de pluie (diamètre > 64 μm) à la surface calculés d'après les mesures du disdromètre (ligne continue) et simulés (ligne pointillée).

La figure 4.12 compare les spectres en masse des gouttes de pluie mesurés et simulés, en prenant toujours en compte un décalage d'1 h 10 entre observations et résultats du modèle. Spectre mesurés et simulés sont représentés pour quatre moments choisis notés t_1 à t_4 sur la figure 4.9. Comme pour les figures 4.9 à 4.11, les résultats de la simulation ne sont pas moyennés sur une partie du domaine mais bien tracés pour le point du domaine correspondant à Alès.

Les spectres de la figure 4.12a correspondent à la phase A (cf. Fig. 4.9). Comme suggéré par la figure 4.11, les gouttes de pluie sont plus petites dans la simulation. Sur la figure 4.12b, les spectres sans symboles correspondent à la phase B pour à la fois les observations et le modèle. On a à ce moment un très bon accord entre simulation et mesures du disdromètre. Enfin, les spectres avec des losanges sur la figure 4.12b correspondent à la fin de la phase B/début de la phase C pour les observations mais clairement à la phase C pour le modèle. Le modèle produit une masse plus faible de gouttes mais on a tout de même un bon accord entre les spectres pour les grandes tailles (diamètre supérieur à 1.1 mm).

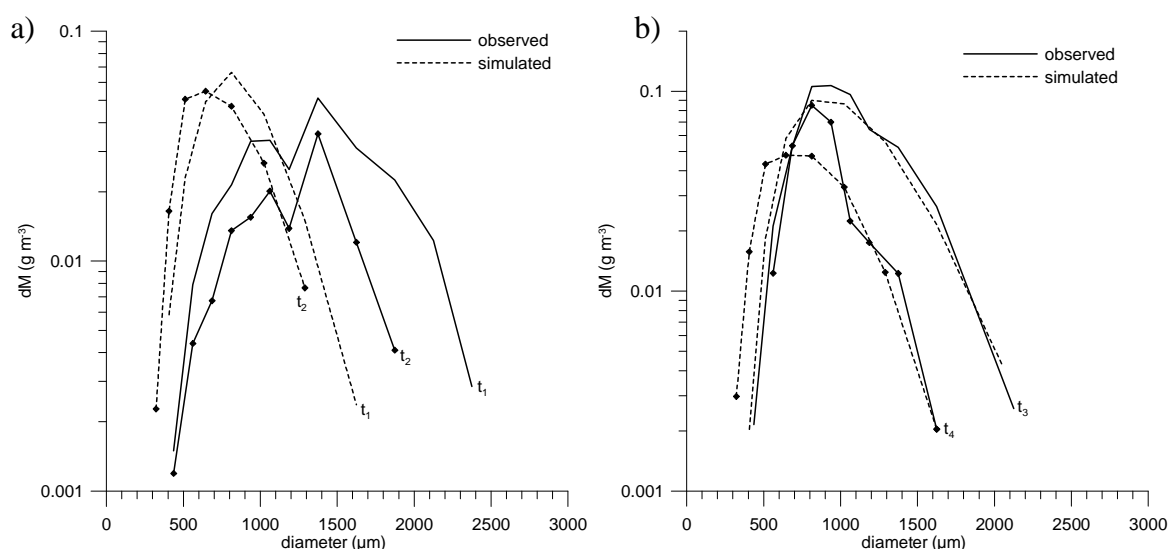


Figure 4.12 a et b: Spectres en masse des gouttes de pluie mesurés (traits continus) et simulés (traits pointillés) pour les 4 moments t_1 à t_4 donnés sur la figure 4.9.

En résumé, le modèle est capable de reproduire trois phases différentes A, B et C pour les précipitations sur Alès. Pendant la phase A, le cumul de pluie au sol suit une évolution quasi-identique à celle observée et les flux simulés restent inférieurs à 5 mm h^{-1} pendant toute la durée de cette phase ce qui est en accord avec les observations. L'analyse en détail des spectres de pluie montre cependant que le modèle produit des gouttes de pluie plus petites mais en beaucoup plus grand nombre par comparaison avec les données du disdromètre. Durant la phase B, les spectres observés montrent des gouttes de taille plus petites que pendant la phase A, et maintenant l'évolution du cumul, du flux ainsi que

l'allure des spectres simulés sont cohérents avec les observations. Par contre, cette phase de précipitations plus soutenues ne dure pas assez longtemps dans le modèle par rapport aux observations. Le modèle passe rapidement à la phase C pour laquelle les caractéristiques de la pluie au sol (flux, accumulation) retrouvent des évolutions similaires à celle de la phase A, comme c'est également le cas dans les observations.

Entre la phase A et la phase B, les spectres observés sont différents (cf. Fig. 4.12a et b) : le rayon moyen calculé à partir de ces spectres en masse passe d'environ 1.4 mm pendant la phase A à seulement 800 μm pendant la phase B. Les processus microphysiques responsables de la formation des gouttes de pluie doivent certainement être différents entre les phases A et B. Cette explication va être approfondie grâce à l'étude du profil de réflectivité radar au paragraphe suivant.

4.3 Réflectivités radar

4.3.1 Observations

La figure 4.13 montre le profil de réflectivité radar observé en fonction du temps à la verticale d'Alès où le cumul, le flux de pluie et le nombre de gouttes ont précédemment été étudiés et comparés avec les observations du disdromètre (cf. paragraphe 4.2.2).

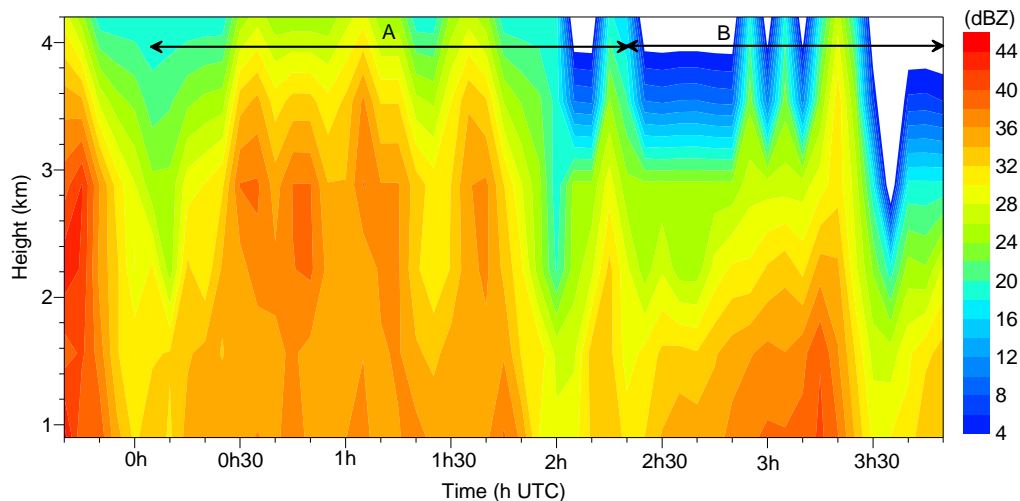


Figure 4.13 : Evolution temporelle du profil vertical de réflectivité radar calculé au dessus d'Alès d'après les scans 3 à 8 du radar de Bollène (pour lesquels l'angle de tir reste constant). Les lettres A, B et C correspondent au découpage de l'évènement proposé d'après l'analyse de l'évolution du cumul au sol (cf. Fig. 4.9).

La figure 4.13 montre que les valeurs maximales dans le profil de réflectivité radar ne se situent pas aux mêmes altitudes entre les phases A et B. Pendant la phase A, on trouve les réflectivités maximales entre 2.5 et 3 km d'altitude. Or, nous avons déjà mentionné au paragraphe 4.2.1 (cf. Fig. 4.7) que l'isotherme 0°C se situe dans notre cas d'étude vers 2.5

km d'altitude. Pendant la phase A, les réflectivités radar montrent donc la présence d'une bande brillante : les cristaux en train de fondre sont recouvert d'une fine pellicule d'eau à la surface qui interagit avec l'onde électromagnétique du radar. Le radar assimile ainsi les gros cristaux en train de fondre à des gouttes de grande taille et on a une augmentation artificielle des réflectivités radar due à la différence de valeur entre la constante diélectrique pour l'eau liquide ($|K_w|^2 = 0.93$) et pour la glace ($|K_i|^2 = 0.176$). Les gouttes de pluies échantillonnées pendant la phase A proviennent donc directement de la fonte des gros cristaux de glace, et de ce fait, elles sont de grande taille.

A l'inverse pendant la phase B, les réflectivités radar sont maximales lorsqu'on se rapproche du sol, ce qui traduit la croissance des gouttes de pluie par coalescence durant leur chute. La formation des gouttes de pluie se fait donc de façon différente entre les phases A et B et ceci explique les différences notées dans les spectres de la pluie au sol observés (voir paragraphe précédent).

L'étude du profil de réflectivité radar à la verticale d'Alès nous montre également une extension verticale de la convection différente entre les phases A et B. Au cours de la phase A, les réflectivités radar à 4 km d'altitude voisinent les 30 dBZ alors que pendant la phase B, les valeurs sont maintenant inférieures à 4 dBZ. La convection est donc plus faible pendant la phase B, d'où une contribution moins importante de la phase glace aux précipitations dans ce cas là.

4.3.2 Simulation

Dans le modèle DESCAM 3D, les réflectivités radar Z sont calculées à partir des distributions dimensionnelles des hydrométéores. Pour les gouttes, on utilise directement le moment d'ordre 6 de la distribution dimensionnelle :

$$Z(mm^6 m^{-3}) = \int N(D) D^6 dD \quad (45)$$

Pour les hydrométéores glacés, Delanoë et al. (2005) proposent la formule suivante :

$$Z(mm^6 m^{-3}) = \frac{|K_i|^2}{|K_w|^2} \left(\frac{\rho_w}{\rho_i} \right)^2 \int N_i(D_i) D_i^6 dD_i \quad (46)$$

Les constantes diélectriques pour la glace et pour l'eau prennent respectivement les valeurs de $|K_i|^2 = 0.176$ et $|K_w|^2 = 0.93$. Dans la pratique, pour s'affranchir des fortes variations possibles de la réflectivité radar, on utilise une transformation logarithmique :

$$Z_{dB}(dBZ) = 10 \log_{10} \left[\frac{Z(mm^6 m^{-3})}{Z_0} \right] \quad (47)$$

avec $Z_0 = 1 mm^6 m^{-3}$.

La figure 4.14 montre l'évolution temporelle du profil de réflectivité radar calculé à partir des simulations à la verticale du point de la grille correspondant à Alès. Alors que les flux et le cumul de pluie au sol sont bien reproduits par le modèle, on est surpris de constater que les réflectivités simulées sont clairement sous-estimées par rapport aux observations (cf. Fig. 4.13). Plusieurs raisons sont à évoquer.

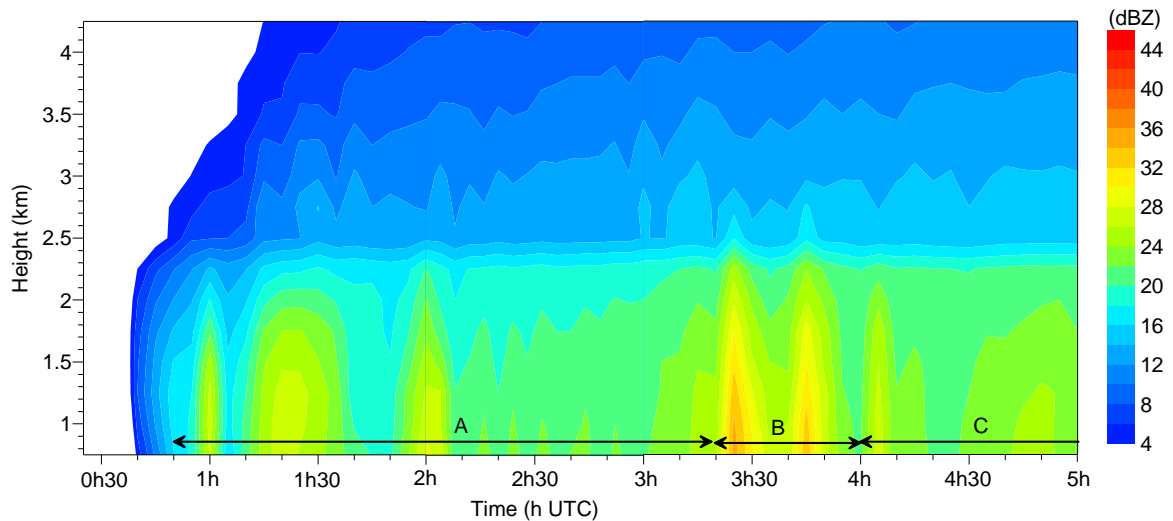


Figure 4.14 : Evolution temporelle du profil vertical de réflectivité radar simulé au dessus d'Alès.

De manière générale, il apparaît clairement que le modèle sous-estime la convection, car au-dessus de 2.5 km d'altitude, les réflectivités sont bien plus faibles que celles observées.

On note cependant que la localisation du maximum de réflectivité radar près de la surface pendant la phase B est mieux reproduite par le modèle. En ce qui concerne la sous-estimation des valeurs de réflectivité simulées pendant cette phase, il est également important de garder en mémoire le fait que les réflectivités de la figure 4.14 correspondent à un point de grille et non à une moyenne sur quelques points. Or, il est bien connu qu'un des points faibles des modèles reste la localisation précise des pluies au sol. Par exemple, pour $t = 3 \text{ h } 25$ et $t = 3 \text{ h } 45$, il est possible que le centre des cellules convectives avec les réflectivités maximales ne soit pas exactement au-dessus d'Alès mais un ou deux points de grille à côté. On signale également que le modèle produit des réflectivités radar supérieures à 40 dBZ au-dessus des reliefs des Cévennes.

Pour la phase A, les réflectivités radar simulées ne montrent pas de bande brillante vers 2.5 km d'altitude. Ceci est dû aux hypothèses utilisées dans le modèle pour la phase glace. Ainsi, le processus de fonte des cristaux est supposé instantané ce qui ne reflète pas la réalité. De plus, dans le nuage, le givrage peut également être responsable de la formation d'une pellicule d'eau à la surface d'un grêlon même si la température de l'air T reste inférieure à 0°C . En effet, les cristaux de glace qui viennent de capturer une goutte

d'eau surfondue ont une température de surface T_s supérieure à celle de l'air ambiant T du fait de la chaleur dégagée par la congélation de la goutte d'eau. Tant que T_s reste inférieure à 0 °C, la goutte d'eau est entièrement congelée et la surface du grêlon reste sèche. On parle de régime de croissance sèche. Mais, si T_s devient supérieure à 0 °C, la goutte d'eau qui est entrée en collision avec le grêlon ne congèle pas entièrement. Il reste de l'eau liquide en surface voir même à l'intérieur du grêlon et on parle alors de régime de croissance humide. Dans le modèle DESCAM 3D, la température de surface du grêlon n'est pas suivie et les gouttes qui entrent en collision avec des cristaux de glace congelent entièrement et instantanément. En résumé, dans notre modèle, les particules glacées sont toujours « sèches » et les réflectivités pour la glace sont calculées en accord avec cette hypothèse. Le modèle n'est donc pour le moment pas capable de reproduire le phénomène de bande brillante.

Cependant, pour le calcul des réflectivités radar, nous pouvons occasionnellement faire l'hypothèse extrême inverse à savoir que tous les grêlons simulés par DESCAM 3D sont vus par le radar comme étant recouvert par une fine pellicule d'eau. Les réflectivités radar pour la phase glace sont alors calculées comme pour la phase liquide, en prenant l'intégrale du moment d'ordre 6 de la distribution dimensionnelle des cristaux. Cette nouvelle hypothèse ne nous permet toujours pas de simuler le phénomène de bande brillante, mais elle nous permet d'estimer l'augmentation des réflectivités radar autour de l'isotherme 0°C. Les résultats de cette hypothèse sont présentés sur la figure 4.15. Dans ce cas, on constate par exemple que la limite de 15 dBZ se situe vers 3.3 km au lieu de 2.4 km auparavant (4.5 km dans les observations, cf. Fig. 4.3). Néanmoins, la contribution de la phase glace dans le modèle n'est pas encore assez importante pour avoir, à ces altitudes, des réflectivités aussi fortes qu'observées.

Enfin, la masse volumique de la glace ρ_i intervient dans le calcul des réflectivités radar directement d'après l'équation (46). On rappelle que dans le modèle la masse volumique de la glace est fixée à $\rho_i = 0.9 \text{ g cm}^{-3}$, mais que des valeurs bien plus faibles sont possibles. Une estimation à partir des équations (46) et (47) montre qu'une modification de la masse volumique des cristaux de 0.9 à 0.5 (resp. 0.3) g m^{-3} conduirait à une augmentation de 5 (resp. 9.5) dBZ pour les réflectivités radar. De plus, la masse volumique est également utilisée dans le modèle pour calculer la taille des cristaux (autrement dit les diamètres D_i dans l'équation (46)) à partir des grilles en masse. Or, une modification de la masse volumique des cristaux de 0.9 à 0.5 (resp. 0.3) g cm^{-3} conduirait à une augmentation de 20 (resp. 40) % du rayon calculé à partir d'une même masse de départ (cf. chapitre 3, paragraphe 2.3.3) et par conséquent à une augmentation supplémentaire des réflectivités radar calculées de 5.5 (resp. 10) dBZ. En combinant les deux effets, une densité fixée à 0.5 (0.3) g cm^{-3} au lieu de 0.9 g cm^{-3} pour le calcul des réflectivités radar provoque finalement une augmentation de 10 (resp. 20) dBZ ! Tenir

compte des variations possible pour la masse volumique des cristaux dans le modèle serait donc une manière d'améliorer les réflectivités radar simulées.

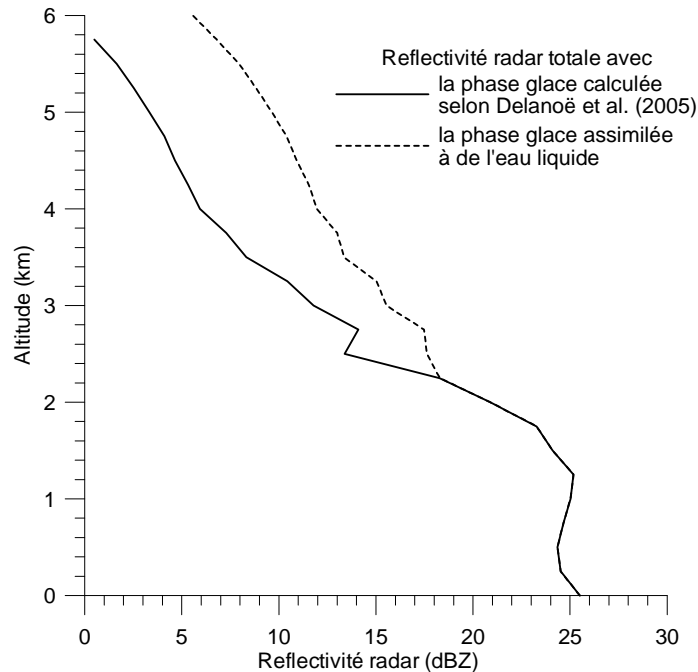


Figure 4.15 : Profil de réflectivité radar simulé à la verticale d'Alès à t=1 h 20 UTC en fonction de l'hypothèse adoptée pour la contribution de la phase glace.

En conclusion sur ce paragraphe, l'étude des réflectivités observées au-dessus d'Alès nous montre que l'étendue verticale de la convection et donc la formation des précipitations sont différentes entre les phases A et B. Pendant la phase A, la convection atteint des altitudes plus élevées que pendant la phase B. Les réflectivités sont maximales à l'altitude de l'isotherme 0°C : une grande partie de la pluie résulte de la fonte des cristaux et on obtient alors des spectres de pluie au sol très larges. En revanche, pendant la phase B, les réflectivités radar sont maximales près de la surface et sont très faibles au-dessus de 4 km : la contribution de la phase glace est maintenant réduite par rapport à la phase A. Les gouttes de pluie en surface sont plus petites que pour la phase A et les réflectivités fortes proches de la surface s'expliquent par l'intense coalescence des gouttes de pluie au cours de leur chute.

Le modèle produit une convection plus faible qu'observée et par conséquent, les réflectivités radar sont globalement sous-estimées. Pendant la phase A, comme pendant la phase B, les réflectivités radar maximales simulées se situent à proximité de la surface. Cependant, nous avons déjà vu (cf. Fig. 4.7) que dans le modèle, les processus microphysiques froids contribuent activement à la formation des précipitations. Mais, les hypothèses des cristaux de glace toujours « secs » et de la masse volumique de la glace fixée à 0.9 g cm^{-3} dans le modèle restent des limitations importantes pour le calcul des

réflectivités radar lorsque le nuage est mixte ou entièrement glacé. Ainsi, la prise en compte, dans le modèle, de l'état humide des cristaux ou des grêlons permettrait de simuler le phénomène de bande brillante et un changement de la valeur de la masse volumique de la glace permettrait d'obtenir des réflectivités simulées plus importantes.

Les nuages simulés par DESCAM 3D sont mixtes entre 2.5 et 5.5 km, puis entièrement glacés au dessus de 5.5 km, et les processus microphysiques froids contribuent à la formation des précipitations (cf. Fig. 4.7). L'épisode précipitant simulé montre ainsi des caractéristiques semblables à celles observées dans la nuit du 27 au 28 Octobre 2004. Les cumuls et les flux simulés à Alès sont en accord avec les mesures du disdromètre, alors que les réflectivités radar, et plus particulièrement celles dues à la phase glace, sont sous-estimées. Ceci confirme la complexité des liens entre précipitation et réflectivités radar qui se traduit entre autre par la diversité des relations $Z - R$ disponibles dans la littérature (Straka et al., 2000).

Outre le fait que notre modèle possède une représentation détaillée et non paramétrée de la microphysique, notre travail se distingue également de précédentes simulations numériques (Pinty et al., 2001, Cosma et al., 2002, Anquetin et al., 2003) car nous tenons compte de la phase glace. Afin de mieux cerner la contribution des processus microphysiques froids à la formation des précipitations dans la région des Cévennes, nous allons décrire, dans le paragraphe suivant, les résultats obtenus lorsque l'utilisation des processus microphysiques froids n'est pas permise dans le modèle. Ce cas sans la microphysique froide sera appelé « cas liquide » pour alléger le texte. Les résultats de ce deuxième calcul seront comparés avec ceux de la simulation qui vient d'être décrite (au paragraphe 4) et qui sera dénommée dorénavant « cas mixte ».

5 Simulation sans la microphysique froide

5.1 Contenu en eau

La figure 4.16 montre les contenus en eau nuageuse et en eau précipitante simulés dans le cas liquide pour la même coupe et le même temps d'intégration que la figure 4.5 du cas mixte. On constate que sans la microphysique froide, les contenus en eau nuageuse et précipitante s'étendent jusqu'à des altitudes plus élevées, respectivement 7 et 4.4 km à comparer à 6 et 3.6 km pour le cas mixte. En effet, lorsque la phase glace est active dans le modèle, les cristaux formés consomment la vapeur d'eau présente dans les altitudes les plus hautes. Les couches correspondantes deviennent alors sous-saturées par rapport à l'eau mais pas par rapport à la glace. L'effet Bergeron est alors actif et les gouttes d'eau évaporent au profit des cristaux de glace. On vérifie ceci sur les figures 4.17a et b. Dans

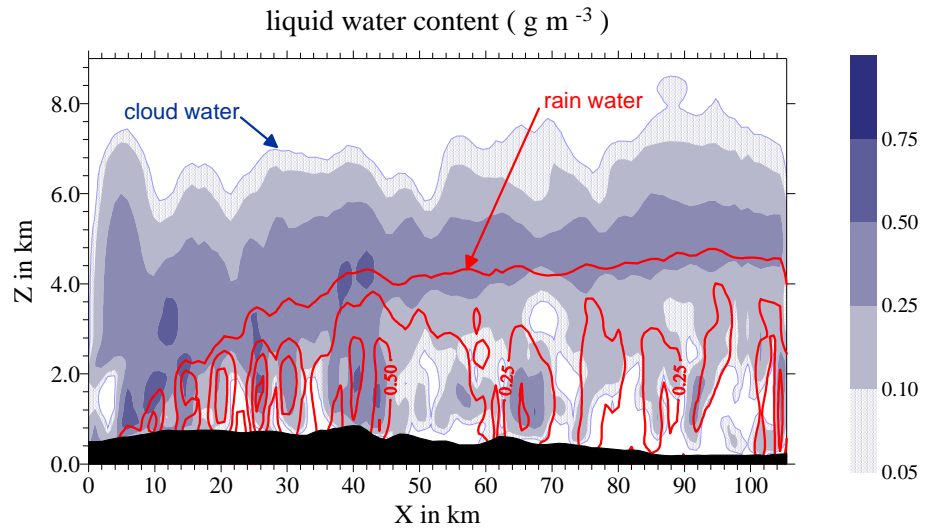


Figure 4.16 : Contenus en eau nuageuse et précipitante selon la coupe AA' (cf. Fig. 4.8a) après 120 min d'intégration.

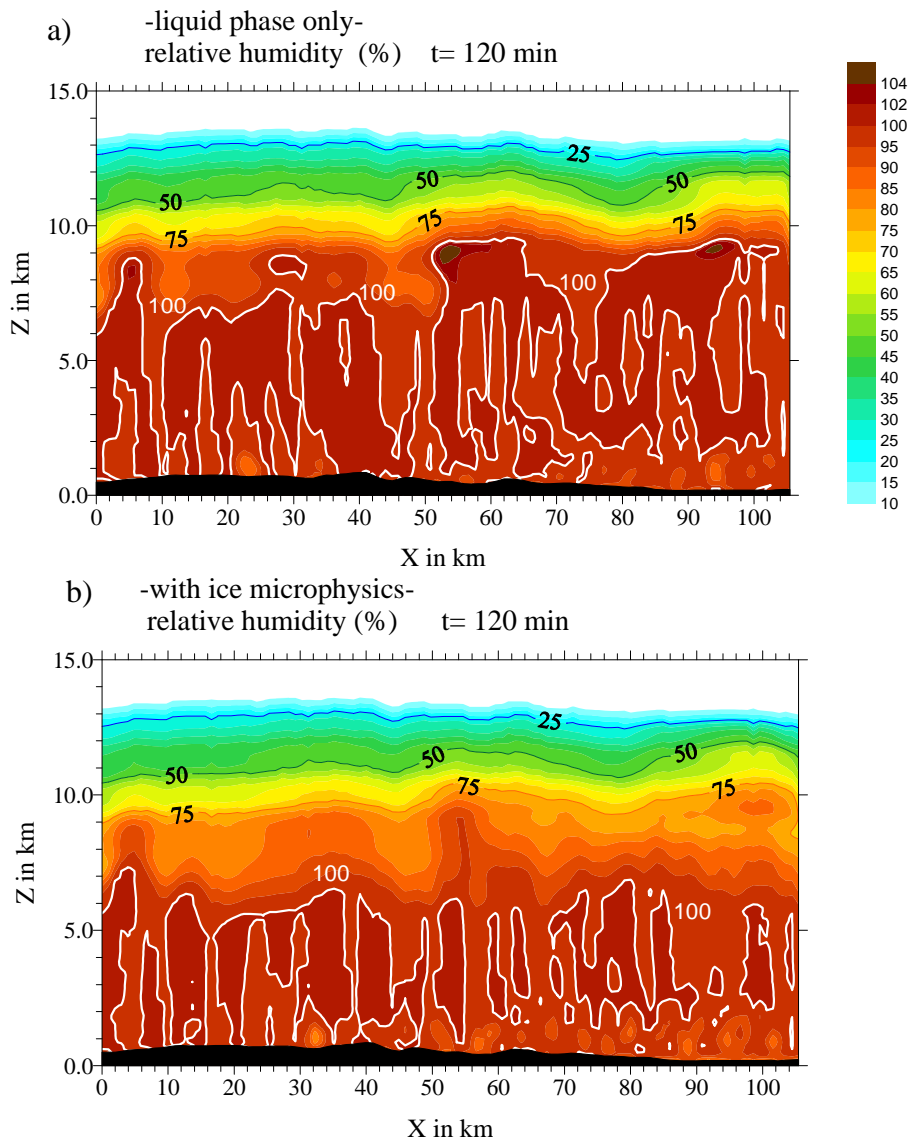


Figure 4.17 : Humidité relative (%) par rapport à l'eau le long de la coupe AA' (cf. Fig. 4.8a) pour le cas sans la microphysique froide (Fig. 4.17a) et avec la microphysique froide (Fig. 4.17b).

le cas sans la microphysique froide, l'air est sursaturé par rapport à l'eau jusqu'à 7 voir même parfois 9 km d'altitude (Fig. 4.17a). Avec la phase glace, la limite RH=100% se trouve vers l'altitude 6 km (Fig. 4.17b). Pour cette coupe après 120 minutes d'intégration, la valeur maximale du RH dans le modèle est également plus élevée dans le cas liquide : 105,5% à comparer avec 103,5% dans le cas mixte.

5.2 Précipitation

La figure 4.18a montre le cumul de pluie au sol après 4 h d'intégration (Fig. 4.18a) et la différence entre les cas sans et avec la microphysique froide (Fig. 4.18b). Le cumul au sol dépasse les 5 mm sur une zone plus étendue dans le cas liquide par rapport au cas mixte illustré sur la figure 4.8b. D'ailleurs, les zones où le cumul est plus important dans le cas liquide (en rouge sur la Fig. 4.18b) couvrent une surface plus grande que celles où le cumul est plus important avec la phase glace (en bleu). On note en particulier l'augmentation importante des cumuls dans le sud autour de Y=50 km dans le cas liquide.

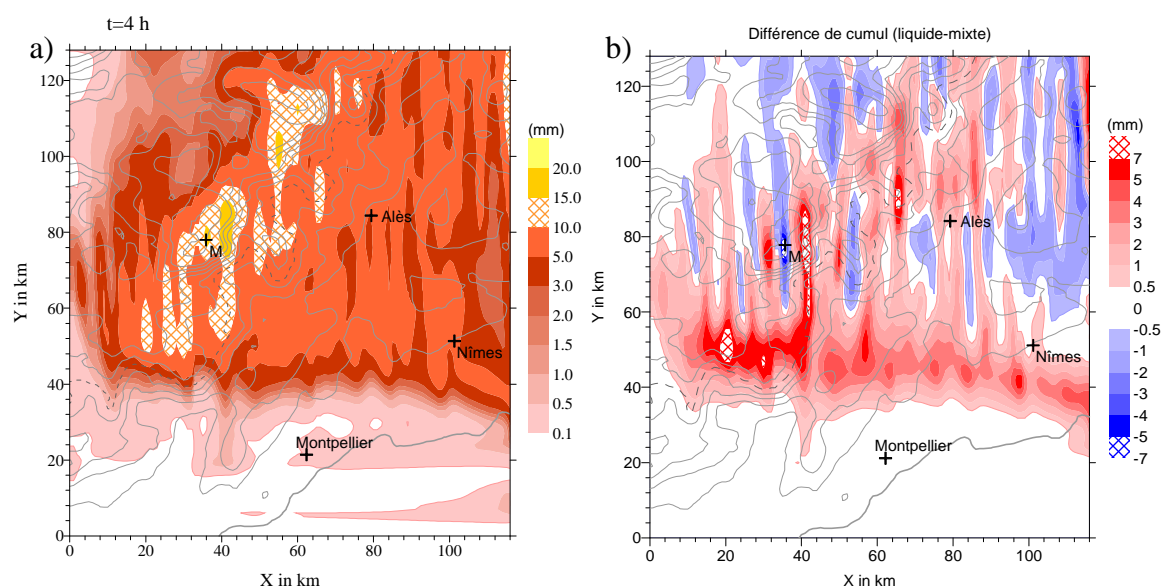


Figure 4.18 : a) Cumul de pluie au sol après 4 h d'intégration. b) Différence de cumul de pluie au sol entre le cas liquide et le cas mixte en mm après 4h d'intégration.

Tableau 4.2 : Masse totale de pluie au sol en mégatonnes pour trois temps d'intégration dans les cas mixte, liquide et pollué. Les colonnes « différences » donnent la variation en pourcentage par rapport au cas mixte.

Temps	Cas mixte	Cas liquide	Différence (%)	Cas pollué	Différence (%)
2 h	7.1	16.3	+130	5.7	-20
3 h	30.9	43.7	+41	26.4	-15
4 h	62.3	77.3	+24	54.3	-13

Le tableau 4.2 donne la masse totale de pluie en mégatonnes intégrée sur l'ensemble du domaine simulé pour trois temps d'intégration différents dans les cas mixte et liquide (le cas « pollué » sera discuté au paragraphe suivant). La simulation sans la microphysique froide donne toujours plus de pluie que celle du cas mixte, même si la différence en pourcentage entre les deux simulations diminue au fil de l'intégration. L'absence de la phase glace dans ce cas de convection moyenne conduit donc plutôt à une augmentation de la pluie sur le domaine considéré et à une extension vers le sud de la zone de pluie au sol.

Le tableau 4.3 donne le temps d'intégration nécessaire pour voir certaines valeurs de cumul de pluie au sol (0.1, 1, 5, 10 et 15 mm) atteintes pour les simulations avec et sans la microphysique liquide. En l'absence de la microphysique froide, les premières précipitations se produisent 10 minutes plus tôt et les seuils de 1 et 5 mm au sol sont également franchis 20 minutes plus tôt. Ensuite, les différences temporelles s'atténuent, et le seuil de 15 mm de pluie au sol est atteint au même moment dans les deux simulations. Après 4h d'intégration, le cumul maximal atteint pour le point M (cf. Figs. 4.8b et 4.18a) après 4 h d'intégration est même supérieur dans le cas mixte (25 mm) par rapport au cas liquide (16 mm).

Tableau 4.3 : Evolution temporelle du cumul de pluie au sol sur l'ensemble du domaine dans les cas sans et avec la microphysique froide, et dans le cas pollué (voir paragraphe 6).

	Cas liquide	Cas mixte	Cas pollué
Cumul au sol supérieur à 0.1 mm	35 min	45 min	50 min
Cumul au sol supérieur à 1 mm	45 min	65 min	75 min
Cumul au sol supérieur à 5 mm	90 min	110 min	120 min
Cumul au sol supérieur à 10 mm	130 min	140 min	170 min
Cumul au sol supérieur à 15 mm	180 min	180 min	225 min

La prise en compte des processus microphysiques froids a donc un impact sur à la fois le temps nécessaire à la formation des précipitations et le cumul de pluie au sol. Or, ces deux paramètres sont aussi étroitement liés au nombre de particules d'aérosol utilisé pour initialiser le modèle. Pour ce qui est de la phase liquide, augmenter le nombre de particules d'aérosol provoque la formation d'un plus grand nombre de gouttes mais de plus petite taille (Andreae et al., 2004 ; Segal and Khain, 2006). Ces gouttes ont plus de mal à atteindre la taille limite à partir de laquelle la coalescence est réellement efficace : la formation de la pluie est retardée (parfois même inhibée) et le cumul de pluie au sol diminue (Rosenfeld 1999, 2000 ; Givati and Rosenfeld, 2004 ; Teller and Levin, 2006). Si ce mécanisme pour expliquer l'effet de la concentration en particules d'aérosol sur la précipitation est connu, les effets sur la précipitation qui se forme via la phase glace sont

moins bien établis. Nous avons choisi d'approfondir ce sujet avec DESCAM 3D et le cas de convection moyenne au-dessus des Cévennes.

6 Simulation avec une masse d'air polluée

Dans ce paragraphe, nous présentons une autre simulation du cas du 27/28 Octobre 2004, avec la microphysique froide, mais avec un spectre d'aérosol différent de celui utilisé dans les deux paragraphes précédents. Afin de représenter une masse d'air polluée, le nombre total de particules d'aérosol initialement présentes (700 cm^{-3} dans les deux simulations précédentes, cf. paragraphes 4 et 5) a été multiplié par un facteur 3, ce qui porte donc la concentration en particules d'aérosol à 2400 cm^{-3} . La forme du spectre reste inchangée. Cette nouvelle simulation sera dénommée par la suite « cas pollué » et comparée par rapport à la simulation de référence du paragraphe 4 (appelée « cas mixte » comme au paragraphe 5 précédent). Comme pour les paragraphes 4 et 5, nous allons comparer tout d'abord les contenus en eau et en glace, et ensuite l'évolution de la précipitation au sol (cumul et spectre de pluie).

6.1 Contenus en eau et en glace

Les figures 4.19 et 4.20 présentent les contenus en eau et en glace suivant la coupe AA' (cf. Fig. 4.8b) après 120 min d'intégration dans le cas pollué. Les figures 4.19 et 4.20 apparaissent à première vue très semblables aux figures 4.5 et 4.6.

Pour la phase liquide on note cependant que les contenus en eau nuageuse supérieurs à 0.5 g m^{-3} sont plus fréquents dans le cas pollué. Inversement, les contenus en eau précipitante supérieurs à 0.5 g m^{-3} sont plus rares. Nous retrouvons ici le fait qu'avec un grand nombre de particules d'aérosol, la quantité d'eau nuageuse augmente au détriment de l'eau précipitante, comme déjà vu au chapitre 2 entre les simulations du cas de CCOPE avec des spectres continental et marin.

En ce qui concerne le contenu en glace, on retrouve une répartition spatiale presque identique dans les figures 4.6 et 4.20. De notre point de vue, nous voyons ici une conséquence directe des paramétrages de Koop et al. (2000) et Meyers et al. (1992) utilisées pour représenter les nucléations homogène et hétérogène. En effet, le nombre de cristaux formés dépend seulement de la sursaturation par rapport à la glace et de la température mais reste indépendant du nombre de particules d'aérosol présentes. Pour notre cas d'étude au-dessus des Cévennes, la convection est principalement forcée par l'orographie. Entre le cas pollué et le cas mixte, les vents verticaux sont donc quasiment identiques et il en est de même pour l'humidité relative. Les formules de Koop et al.

(2000) et Meyers et al. (1992) conduisent donc à des nombres de cristaux très proches bien que le nombre de particules d'aérosol ait triplé entre les deux simulations.

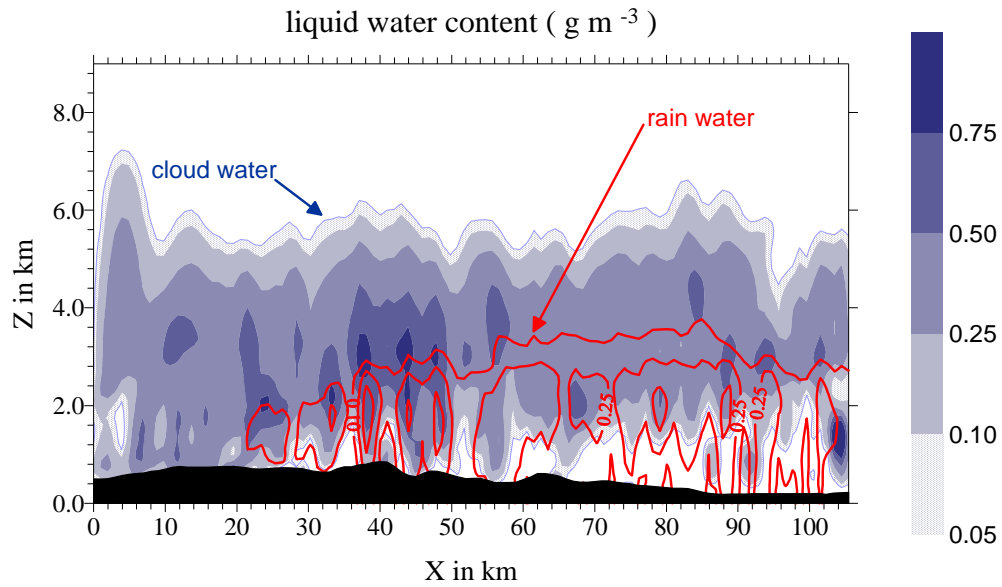


Figure 4.19 : Contenu en eau nuageuse et précipitante selon la coupe AA' (cf. Fig. 4.8) après 120 min d'intégration dans le cas pollué.

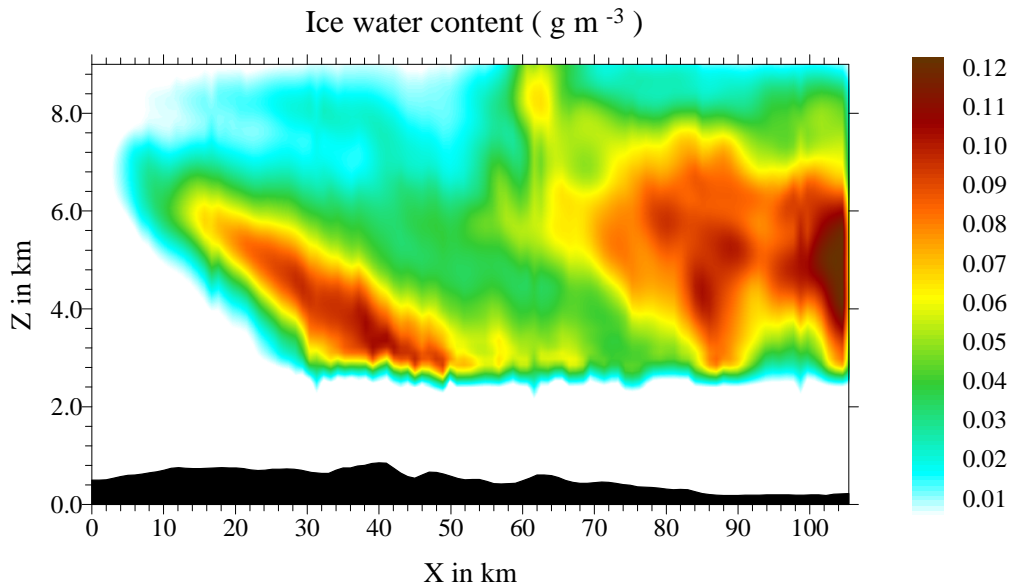


Figure 4.20 : Contenu en glace selon la coupe AA' (cf. Fig. 4.8) après 120 min d'intégration dans le cas pollué.

6.2 Pluie au sol

La figure 4.21 montre le cumul simulé après 4 h d'intégration dans le cas pollué et la différence avec le cas mixte. Comme entre les cas mixte et liquide, les principales différences observées dans le cumul au sol concernent une ligne est-ouest autour de Y=55

km (Fig. 4.21b). Sur les zones plus montagneuses, il n'est pas évident de conclure quant à l'impact d'une masse d'air pollué sur le cumul de pluie au sol. Les zones en bleu (= moins de pluie dans le cas mixte par rapport au cas pollué) sont pratiquement aussi importantes que les zones en rouge (= plus de pluie dans le cas mixte que dans le cas pollué). Le cumul maximal obtenu au point M en fin de simulation (19 mm) est cependant inférieur à celui du cas mixte (25 mm).

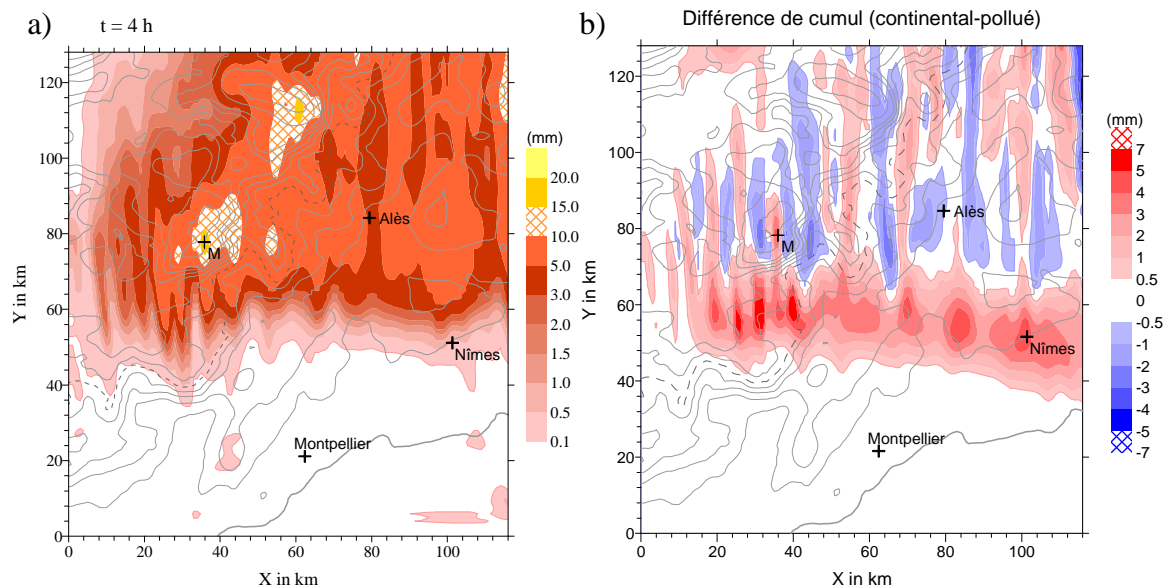


Figure 4.21 : a) Cumul au sol après 4 h d'intégration dans le cas pollué. b) Différence de cumul de pluie au sol en mm entre le cas mixte (cas du paragraphe 4) et le cas pollué après 4 h d'intégration.

Les résultats concernant la masse totale de pluie au sol ainsi que l'évolution temporelle du cumul dans le domaine simulé ont déjà été présentés dans les tableaux 4.2 et 4.3 du paragraphe 5.2. Pour ce cas de convection moyenne au-dessus des Cévennes pour lequel la précipitation se forme par des processus mixtes, le tableau 4.2 montre que le cumul de pluie au sol dans le cas pollué est inférieur de 10 à 20% à celui obtenu dans le cas mixte.

De plus, d'après le tableau 4.3, il apparaît clairement que les précipitations se déclenchent plus tard lorsque la masse d'air est polluée. De plus, le décalage temporel entre les simulations des cas mixte et pollué a plutôt tendance à augmenter au cours de la simulation. Comme au paragraphe précédent, ce décalage temporel est sans doute responsable des différences de cumul au niveau de la ligne Y=55 km (Fig. 4.21b): les précipitations ayant commencé plus tard dans le cas pollué, elles se sont moins étendues spatialement surtout en direction du littoral.

La figure 4.22 montre les spectres des gouttes de pluie simulés par DESCAM 3D dans les cas mixte et pollué après 120 min d'intégration. Dans une atmosphère polluée et dans

les premières heures d'intégration, on remarque qu'à la fois le nombre et la taille des gouttes de pluie diminuent.

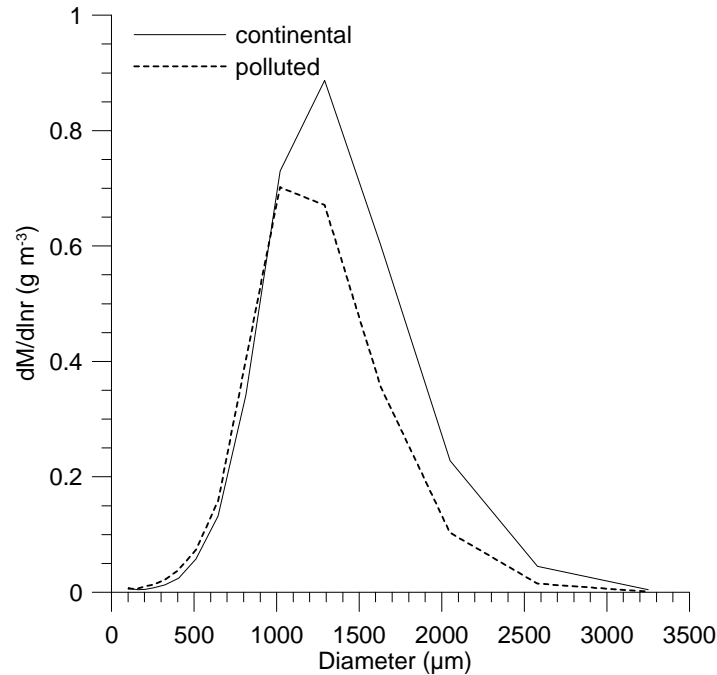


Figure 4.22 : Spectres des gouttes de pluie moyenné sur les 50 points du domaine où le contenu en eau précipitante au sol est le plus important dans les cas mixte et pollué après 120 min d'intégration.

En accord avec les résultats du chapitre 2 (paragraphe 4), l'initialisation du modèle avec une forte concentration en particules d'aérosol provoque donc un retard dans la formation des précipitations et une réduction du cumul de pluie au sol. En revanche, nous avons constaté peu de changements dans les contenus en glace simulé entre le cas mixte et le cas pollué. Ce résultat est certainement une conséquence directe des limitations des schémas de nucléation qui ne considèrent pas l'influence possible du nombre des particules d'aérosol sur le nombre de cristaux de glace produits.

Par rapport au cas de CRYSTAL-FACE du chapitre 3, les différences entre les cas mixte et pollué sont moins importantes. La principale raison concerne la gamme explorée pour la concentration en particules d'aérosol. La variation du nombre des particules d'aérosol est effectivement bien moindre (mais plus réaliste) dans le cas des Cévennes : le nombre de particules d'aérosol a été multiplié par un facteur 3 contre un facteur 16 dans le cas de CRYSTAL-FACE.

7 Conclusions

Les champs nuageux et précipitants simulés par DESCAM 3D avec la microphysique froide montrent de fortes similitudes avec les caractéristiques déduites des observations

radar et disdrométriques pour l'épisode entre minuit et 4 h du matin de l'évènement du 27/28 Octobre 2004. L'évolution observée pour le cumul de pluie à Alès peut se découper en trois phases A, B et C, la phase B se distinguant des phases A et C par des flux de pluie au sol plus importants et donc une augmentation plus rapide du cumul de précipitation au sol. Le modèle reproduit bien une évolution du cumul en trois phases et les valeurs de flux et de cumul simulées sont cohérentes avec les observations.

L'analyse du profil de réflectivité radar au dessus d'Alès montre la présence d'une bande brillante pendant la phase A. Les gouttes de pluie échantillonnées par le disdromètre proviennent donc de la fonte des cristaux et ont des tailles supérieures à 1 mm. Pendant la phase B, les réflectivités radar observées sont au contraire maximales à proximité du sol. La convection est maintenant plus faible que pendant la phase A et c'est la coalescence des gouttes pendant leur chute qui explique l'augmentation des réflectivités à l'approche du sol. D'ailleurs, les gouttes de pluies au sol sont plus petites que celles observées pendant la phase A : leur taille moyenne reste inférieure au millimètre.

Dans le modèle, le profil vertical des spectres dimensionnels montre effectivement que la phase glace contribue en grande partie à la formation des précipitations, mais les réflectivités simulées à l'altitude de fonte des cristaux sont clairement sous-estimées. Le modèle ne produit pas une convection aussi développée que celle observée pendant la phase A et les tailles des gouttes de pluie au sol simulées sont plus petites que celles observées. Pendant la phase B, le modèle reproduit des réflectivités maximales à proximité du sol, même si, les réflectivités simulées restent encore inférieures à celles observées. Les spectres simulés sont en bon accord avec les mesures du disdromètre pendant la phase B.

Cette étude préliminaire de épisodes cévenols avec DESCAM-3D s'est cependant limitée à une comparaison des résultats du modèle pour le point de grille correspondant à Alès, lieu où était placé le disdromètre. Elle reste à compléter avec une analyse statistique du champ de pluie autour de ce point qui nous permettrait de prendre en compte de la variabilité spatiale des résultats du modèle et qui nous affranchirait partiellement du problème de la localisation précise des précipitations dans les modèles.

La présence d'une bande brillante dans les réflectivités observées ainsi que les résultats du modèle démontrent que la phase glace contribue en grande partie à la formation de la précipitation et à la taille des gouttes de pluie qui arrivent au sol. Pourtant, lorsque la phase glace n'est pas active dans le modèle, on observe une augmentation de la précipitation au sol et, les premières pluies se produisent plus tôt dans l'évolution du système. En effet, sans la phase glace, la croissance des gouttes dans les hautes altitudes

n'est pas en concurrence avec celle des cristaux (effet Bergeron-Findeisen par exemple). Les humidités relatives par rapport à l'eau sont plus fortes sans la phase glace : les gouttes grandissent plus rapidement par déposition de vapeur, et la coalescence se déclenche plus tôt.

Dans le cas d'une masse d'air initiale polluée, le modèle produit un champ de précipitation moins étendu spatialement et avec des cumuls inférieurs à ceux du cas avec une masse d'air continentale. Le déclenchement de la pluie est aussi retardé lorsqu'on augmente la concentration en particules d'aérosol.

D'après les contenus en eau et en glace observés, il semble que dans ce cas de convection moyenne, les processus microphysiques chauds sont plus affectés par la présence de nombreuses particules d'aérosol que les processus froids. En effet, les contenus en glace sont peu différents entre les cas mixte et pollué, alors que le contenu en eau précipitante est un peu plus faible dans le cas pollué. Ceci s'explique sans doute par le fait qu'avec les schémas de nucléation utilisés, le nombre de cristaux produits est limité par la sursaturation de l'air et non pas par le nombre de gouttes présentes (cf. chapitre 2, paragraphe 2.4). Or, pour les Cévennes, la convection est principalement forcée par l'orographie. Les vents verticaux (et donc l'humidité relative) restent donc quasiment inchangés entre les cas mixte et pollué et les formules pour la nucléation produisent donc le même nombre de cristaux dans les deux cas. Pour améliorer notre compréhension de l'impact du nombre des particules d'aérosol sur la phase glace, il faut donc commencer par améliorer les schémas de nucléation en introduisant une dépendance du nombre des cristaux en fonction du nombre des particules d'aérosol présentes.

D'un autre côté, nous avons été capables de déceler des changements majeurs dans la phase glace en fonction du nombre des particules d'aérosol dans le cas de CRYSTAL-FACE au chapitre 3. Mais l'étude de sensibilité sur le cas de CRYSTAL-FACE est très différente de celle effectuée pour les Cévennes. Tout d'abord, les gammes parcourues pour la concentration en particules d'aérosol ne sont pas les mêmes. Le nombre de particules d'aérosol a en effet été multiplié par un facteur 3 dans le cas des Cévennes contre un facteur 16 dans le cas de CRYSTAL-FACE. Ensuite, comme nous l'avons déjà dit, la convection dans le cas des Cévennes est principalement forcée par l'orographie et les vents verticaux sont autour de 3 à 5 m s⁻¹. Pour CRYSTAL-FACE, c'est le taux d'instabilité atmosphérique qui détermine les vitesses verticales entre 20 et 25 m s⁻¹. Le nombre de particules d'aérosol peut donc influencer plus la dynamique dans le cas de CRYSTAL-FACE que dans le cas des Cévennes.

Conclusions et Perspectives

Pour améliorer les paramétrages des nuages dans les modèles de prévision, nous avons proposé de développer un modèle 3D à microphysique détaillée pour qu'il puisse servir de référence. En effet, l'introduction d'une microphysique détaillée dans un modèle de prévision n'est pas envisageable pour l'instant, vu l'impact sur les temps de calcul. Par contre, la comparaison des résultats du modèle 3D à microphysique détaillée avec ceux de modèles à microphysique simplifiée pourrait nous éclairer sur les performances des différents types de paramétrages des nuages, nous permettre d'en tester de nouveaux et orienter le choix vers la solution la plus pertinente. Ce travail de thèse s'inscrit dans cet objectif. Il s'agissait en effet de compléter les processus microphysiques d'un modèle 3D de nuage (Leporini, 2005) appelé DESCAM 3D (DEtailed SCAvenging Model) avec une représentation de la phase glace.

Dans la première partie de ce manuscrit, nous avons exposé le fonctionnement du modèle DESCAM-3D. Par rapport aux autres modèles 3D à microphysique détaillée existants dans la littérature, nous avons montré que ce modèle est le plus adapté pour l'étude des interactions entre les particules d'aérosol et les nuages.

Dans le deuxième chapitre, nous avons comparé les performances du modèle DESCAM avec un autre modèle à microphysique détaillée plus complexe : EXMIX (cloud model with EXternally MIXed aerosol particles). Dans un cadre dynamique 1D $\frac{1}{2}$, un nuage convectif de la campagne CCOPE* a été simulé avec EXMIX (Leroy et al., 2006) et DESCAM 1D $\frac{1}{2}$. Grâce à cette étude, nous avons établi une dépendance forte du processus d'activation en fonction de la température, non prise en compte auparavant dans les modèles utilisant l'hypothèse d'équilibre pour les particules d'aérosol humides (équation de Koehler). Une correction du schéma d'activation a été proposée et a permis d'obtenir pour DESCAM 1D $\frac{1}{2}$ des résultats proches de ceux produits par EXMIX dans le

* Cooperative Convective Precipitation Experiment

cas de cette simulation d'un nuage convectif (Leroy et al., 2007a). Ceci tout en permettant une réduction importante du temps de calcul par rapport à EXMIX.

La partie microphysique froide a ensuite été ajoutée au modèle 3D à microphysique chaude détaillée de Leporini (2005). Cette nouvelle version de DESCAM 3D a ensuite été validée par comparaison avec des mesures microphysiques. Le premier cas issu de la campagne CRYSTAL-FACE[†] est un cumulonimbus avec une enclume d'environ 20 km d'envergure et, nous disposons pour ce cas de mesures aéroportées à une altitude proche de 10 km. La simulation avec DESCAM 3D a montré la capacité de notre modèle à reproduire les observations pour la vitesse verticale, la température et les contenus en eau et en glace. Dans la partie mixte du noyau convectif, les spectres des particules simulés par DESCAM sont en accord avec ceux mesurés par les sondes FSSP et 2D-C. Une deuxième validation a été effectuée sur un cas de moyenne convection dans la région des Cévennes-Vivaraïs. Là encore, le modèle a montré sa capacité à reproduire les mesures disdrométriques et radar disponibles.

La simulation du cas de CRYSTAL-FACE nous a également permis de nous pencher sur la question de l'origine des particules qui servent de noyau de condensation / congélation dans les enclumes des nuages convectifs. Avec DESCAM 3D, réduire de 95% le nombre de particules d'aérosol entre 6 et 10 km d'altitude provoque de faibles changements dans le nombre d'hydrométéores simulé à 10 km. En revanche, changer le spectre dans la couche limite provoque des modifications notables dans l'évolution dynamique du nuage et a donc des répercussions à haute altitude. Dans l'enclume, le nombre de cristaux simulé augmente significativement entre le cas propre et le cas pollué.

Ces résultats sont en désaccord avec ceux de Fridlind et al. (2004), qui ont également simulé ce cas de CRYSTAL-FACE avec un modèle 3D à microphysique détaillée. Malheureusement, le papier de Fridlind et al. (2004) décrit très sommairement le modèle utilisé et donne finalement peu de détails sur les résultats de leur simulation. Ainsi, il est difficile d'expliquer clairement pourquoi il y a une telle différence entre leurs résultats et les nôtres.

Le cas de moyenne convection sur le massif des Cévennes a servi de base pour une étude de sensibilité. Nous avons étudié sur l'impact des particules d'aérosol sur la phase glace et la précipitation au sol. Avec un spectre initial des particules d'aérosol pollué au lieu de continental, le contenu en glace semble inchangé. En revanche, nous avons remarqué une diminution du nombre des gouttes de pluie au profit des gouttes de nuage. Nous avons également constaté un net retard de la précipitation au sol dans le cas pollué

[†] Cirrus Regional Study of Tropical Anvil and Cirrus Layers – Florida Area Cirrus Experiment

et un cumul final de pluie au sol inférieur de 15% à celui du cas continental. Ces différences ont été interprétées à l'aide de l'analyse des processus dynamiques et microphysiques.

Par rapport au cas de CRYSTAL-FACE, les différences entre le cas continental et pollué sont beaucoup moins marquées car les changements dans le nombre de particules d'aérosol sont aussi moins extrêmes : dans le cas des Cévennes, le nombre de particules d'aérosol a été multiplié par un facteur 3 entre les cas continental et pollué, alors que dans le cas de CRYSTAL-FACE, on a un facteur 16 entre les cas propre et pollué.

Nous avons également testé l'influence de la phase glace sur le cas des Cévennes. Lorsque les cristaux de glace sont présents dans un nuage, ils consomment la vapeur d'eau et l'air devient sous-saturé par rapport à l'eau. L'effet Bergeron-Findeisen est alors actif et les gouttelettes présentes dans ces couches s'évaporent au profit des cristaux de glace. Sans les cristaux, l'humidité relative par rapport à l'eau reste au-dessus de 100% dans ces altitudes et atteint même des valeurs supérieures à celles dans les basses couches. La croissance des gouttes par déposition de vapeur est plus efficace, et la coalescence devient active plus tôt dans l'évolution du nuage. Par conséquent, les précipitations se produisent également plus tôt lorsque la phase glace est inactive dans le modèle, et le cumul de pluie au sol en fin de simulation augmente. Afin de confirmer ces résultats, des études complémentaires sont nécessaires, sur d'autres cas de précipitation intense dans la région des Cévennes-Vivaraïs.

Lors de la présentation du modèle DESCAM-3D, nous avons déjà noté quelques faiblesses dans le traitement de certains processus. Un certain nombre d'améliorations, par exemple concernant la phase glace, pourraient être envisagées. Une première étape serait d'étudier l'influence de la masse volumique de la glace pour déterminer quels sont les impacts sur les résultats du modèle :

- d'un changement de la masse volumique de la glace de 0.9 à 0.7 g cm^{-3}
- d'une variation de la masse volumique avec le rayon des cristaux.

De telles études peuvent évidemment être réalisées dans un premier temps avec DESCAM 1D½. Il faudrait ensuite envisager de faire de la masse volumique de la glace une variable pronostique.

Une autre piste d'amélioration consiste à développer l'utilisation de plusieurs fonctions pour la phase glace afin de représenter les différentes formes de cristaux de glace (un premier essai se trouve en annexe D). Cette solution doit cependant être mise en balance avec la précédente car elle implique une augmentation plus importante du nombre de paramètres que l'ajout de la masse volumique seule.

Un dernier point à améliorer concerne le processus de la fonte des cristaux. Pour cela, il faut ajouter une fonction pour garder en mémoire quelle fraction du grêlon est en réalité liquide en s'inspirant des travaux de Mioche (2006) réalisés avec le modèle EXMIX. Les processus de fonte et du givrage pourraient alors être améliorés pour tenir compte des deux modes de croissance (humide et sec) possibles pour les grêlons. Une représentation de ce type pour la phase glace permettrait de simuler les phénomènes de bande brillante.

Malgré ces améliorations qui restent à développer, DESCAM-3D est désormais opérationnel et donne des résultats satisfaisants. Nous allons donc utiliser le modèle dans les grandes campagnes de mesure en cours, comme AMMA (African Monsoon Multidisciplinary Analyses) ou ASTAR (Arctic Study of Tropospheric Aerosols, clouds and Radiation), ou à venir, comme COPS (Convective and Orographically-induced Precipitation Study) ou encore HYMEX (Hydrological cycle in the Mediterranean Experiment).

Ensuite, comme un des points forts de DESCAM-3D est de conserver la masse d'aérosol dans les hydrométéores, une autre application possible sera l'étude du lessivage des particules d'aérosol par un nuage ou encore après plusieurs cycles nuageux.

Enfin, pour revenir à l'objectif principal qui est d'améliorer la représentation des nuages dans les modèles à microphysique paramétrée, il faudrait maintenant passer à la phase de comparaison entre des modèles paramétrés comme Méso-NH ou RAMS (Regional Atmospheric Modelling System) et DESCAM-3D. De tels travaux pourraient certainement mettre en lumière les différences entre ces modèles et même conclure quant à la qualité respective des différents paramétrages utilisés.

Annexe A

Modification de la désactivation des gouttes dans DESCAM

La comparaison des résultats d'EXMIX et de DESCAM pour la simulation du cas de CCOPE* (cf. chapitre 2) nous a conduit à remettre en question le fonctionnement du processus de désactivation dans DESCAM. Comme au chapitre 2, paragraphe 2, nous allons tout d'abord exposer le problème soulevé par l'analyse et la comparaison des résultats de DESCAM 1D½ et EXMIX et nous en rechercherons les causes. Ensuite, nous détaillerons la solution envisagée et les modifications apportées au modèle DESCAM. Enfin, nous évoquerons les améliorations induites par ces modifications.

A1. Problème inhérent au schéma de désactivation de DESCAM

La figure A.1 montre le spectre des particules d'aérosol et des gouttes pendant l'épisode de précipitation. On note effectivement la présence de très large gouttes avec un rayon autour de 600 µm. L'altitude choisie est inférieure à la base du nuage. De ce fait, les particules d'aérosol de cette couche n'ont jamais été activées et le spectre des aérosols est pratiquement identique à celui de départ dans le modèle EXMIX. Dans le modèle DESCAM, on voit curieusement apparaître un pic autour de 6-7 µm dans le spectre des particules d'aérosol. Cette couche n'ayant jamais été sursaturée, ces particules d'aérosol proviennent vraisemblablement de la désactivation des gouttes de pluie.

* Cooperative Convective Precipitation Experiment

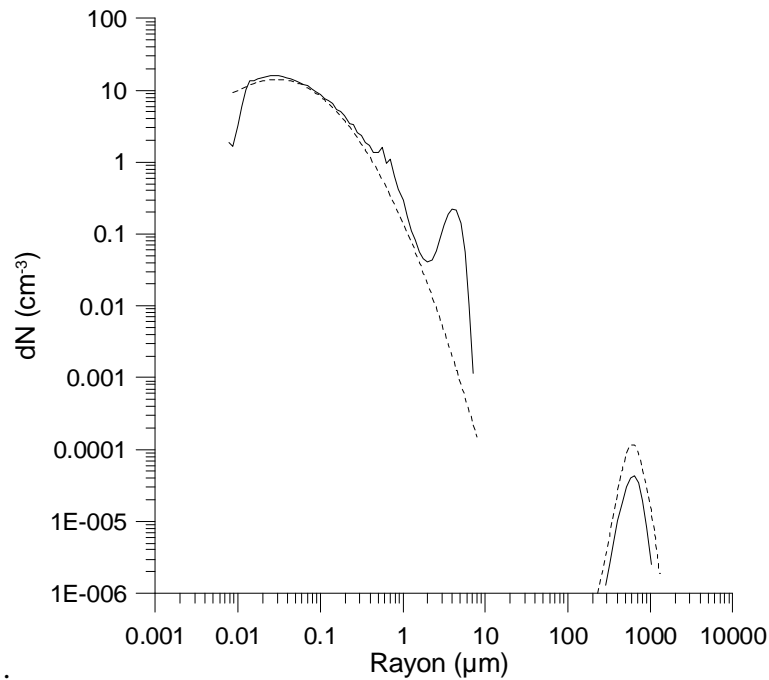


Figure A.1 : Spectres en nombre des particules d'aérosol humides et des gouttes sous la base du nuage (altitude 1500 m) pendant l'épisode de précipitation (t=46 min), voir figure 2.10 du chapitre 2. Les spectres simulés par DESCAM sont en traits pleins et ceux par EXMIX en traits pointillés.

A2. Solution proposée – Test réalisé

Afin d'éviter le problème d'accumulation des AP dans les dernières classes, un nouveau schéma a été implémenté dans le modèle. A partir de la connaissance du rayon moyen des particules d'aérosol sèches \bar{r}_N dans les gouttes qui vont être désactivées, on recalcule le rayon d'équilibre en fonction de la sursaturation qui règne dans le milieu et toujours à l'aide de l'équation de Koehler simplifiée (il faut donc résoudre à nouveau l'équation 25 du chapitre 1, cf. Annexe B). La particule d'aérosol issue de la désactivation de la goutte est ajoutée dans la classe à laquelle appartient la valeur du rayon d'équilibre précédemment calculée. En d'autres termes, les particules d'aérosol récupérées par désactivation sont directement mises à l'équilibre. Certes ce schéma rend la désactivation des gouttes encore plus brutale mais il a l'avantage de rester cohérent avec l'hypothèse d'équilibre des particules d'aérosol.

Pour vérifier le bon fonctionnement de ce nouveau schéma numérique dans un cas simple, nous avons travaillé avec DESCAM 1D½ mais en se limitant à deux couches en vertical. Dans la couche du bas (n°1), l'évolution de l'humidité relative est imposée et est représentée sur la figure A.2. Au départ, l'humidité relative par rapport à l'eau prend la valeur de 80% puis elle augmente de 2% à chaque pas de temps jusqu'à atteindre la valeur limite de 100.5% où elle se stabilise. La vitesse verticale reste constante et prend dans cet exemple la valeur de 5 m s^{-1} . L'évolution de l'humidité relative dans la couche

n°2 du dessus est également tracée sur la figure A.2. Dans cette couche, l'humidité relative suit une courbe régulière et atteint la saturation autour de 80 s soit environ 60 s après la couche n°1. Pendant cette minute, on va donc avoir des gouttes formées dans la couche n°1 qui vont être transportées dans la couche n°2 où elles vont évaporer et être désactivées. Nous avons également utilisé le modèle EXMIX dans la même configuration (2 couches, RH et w imposés) comme modèle de référence.

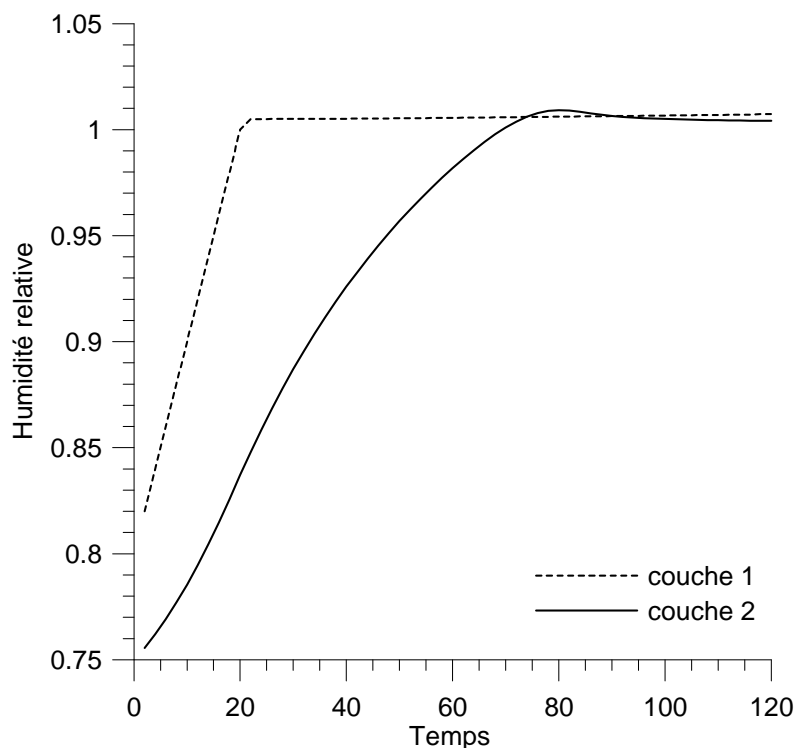


Figure A.2 : Evolution de l'humidité relative dans les couches 1 et 2 en fonction du temps.

A3. Résultats

La figure A.3 montre les spectres des particules d'aérosol et des gouttes dans la couche n°2 à $t=70$ s, temps qui correspond à la fin de la sous-saturation. Le spectre simulé par EXMIX montre un pic autour de $3\text{ }\mu\text{m}$. Pour le modèle DESCAM, on retrouve à peu près ce pic dans le réservoir des gouttes quelque soit le schéma utilisé pour la désactivation. Pour ce qui est des particules d'aérosol humides, on retrouve donc bien ici le problème précédemment évoqué de l'ancien schéma : la désactivation des gouttes conduit à une accumulation de particules d'aérosol humides dans les dernières classes de la grille des AP. Avec le nouveau schéma, les gouttes désactivées ont redonné des particules d'aérosol humides bien plus petites (entre 300 nm et $1\text{ }\mu\text{m}$). On évite donc ainsi la création artificielle de grosses particules d'aérosol.

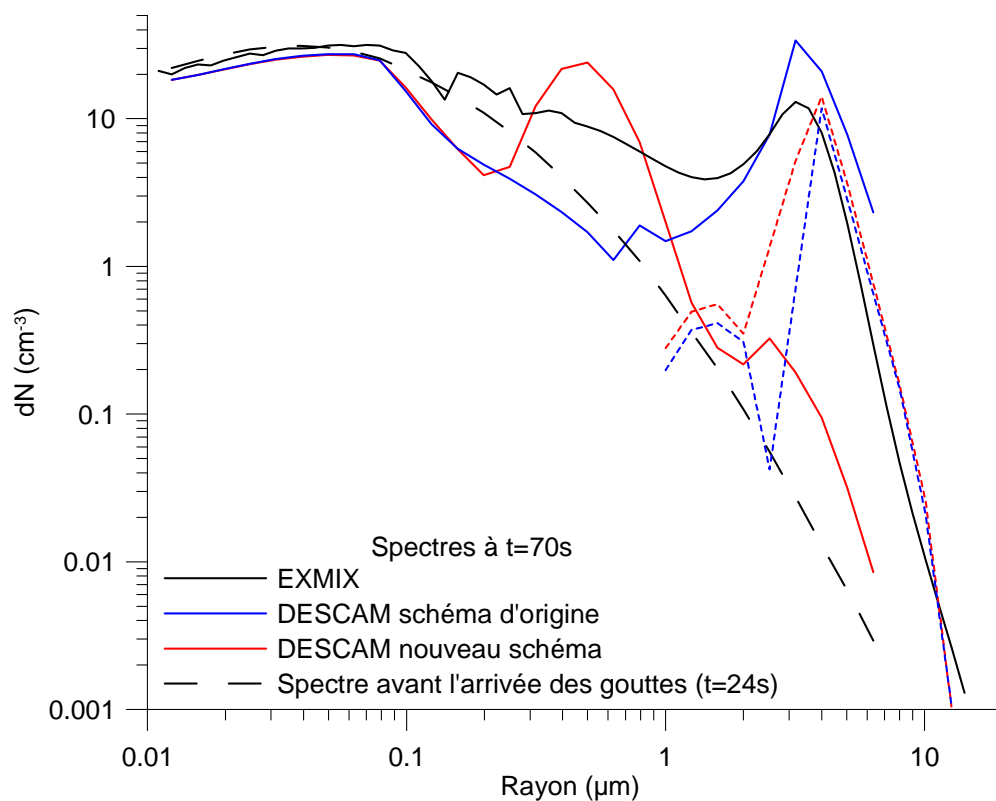


Figure A.3 : Spectres en nombre des particules d'aérosol humides et des gouttes pour le modèle EXMIX en trait noir, et pour le modèle DESCAM, en rouge et en bleu selon le schéma utilisé pour la désactivation. Pour le modèle DESCAM, le spectre des particules d'aérosol humides est en trait continu tandis que celui des gouttes est en pointillés.

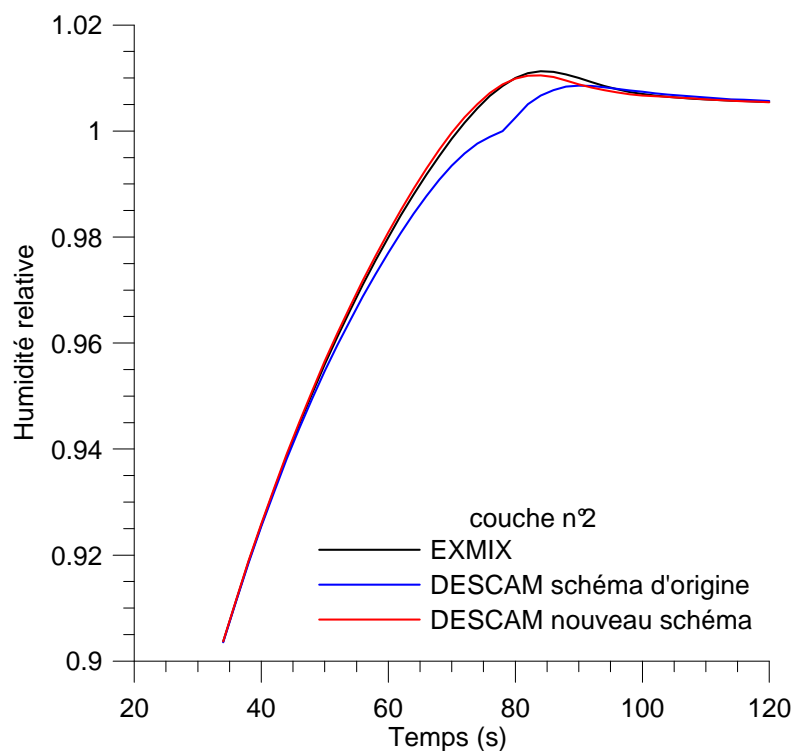


Figure A.4 : Evolution de l'humidité relative en fonction du temps dans la couche n°2 pour EXMIX (en noir) et DESCAM (en bleu et en rouge selon le schéma utilisé pour la désactivation).

Par rapport au spectre initial à $t=24$ s (soit avant l'arrivée des premières gouttes en provenance de la couche du dessous), on constate à $t=70$ s que la désactivation des gouttes dans le modèle EXMIX a redonné des particules d'aérosol dans toute la gamme de 200 nm à 1 μm . Même avec le nouveau schéma pour la désactivation, DESCAM n'arrive pas à reproduire un spectre des particules d'aérosol ayant la même forme que celui simulé par EXMIX. Il semble probable que l'on touche ici une des limites du modèle DESCAM. Ayant uniquement accès à la masse moyenne d'aérosol, on obtient après la désactivation des gouttes une redistribution des particules d'aérosol autour d'une valeur moyenne de 300-400 nm.

Sur la figure A.4, on peut voir que l'évolution de l'humidité relative dans la couche n°2 en fonction du temps dépend du schéma utilisé pour la désactivation des gouttes. Si l'on compare avec le modèle EXMIX, on s'aperçoit alors que l'évolution de l'humidité relative dans le modèle DESCAM se rapproche plus de celle simulée par EXMIX lorsque l'on utilise le nouveau schéma pour la désactivation des gouttes.

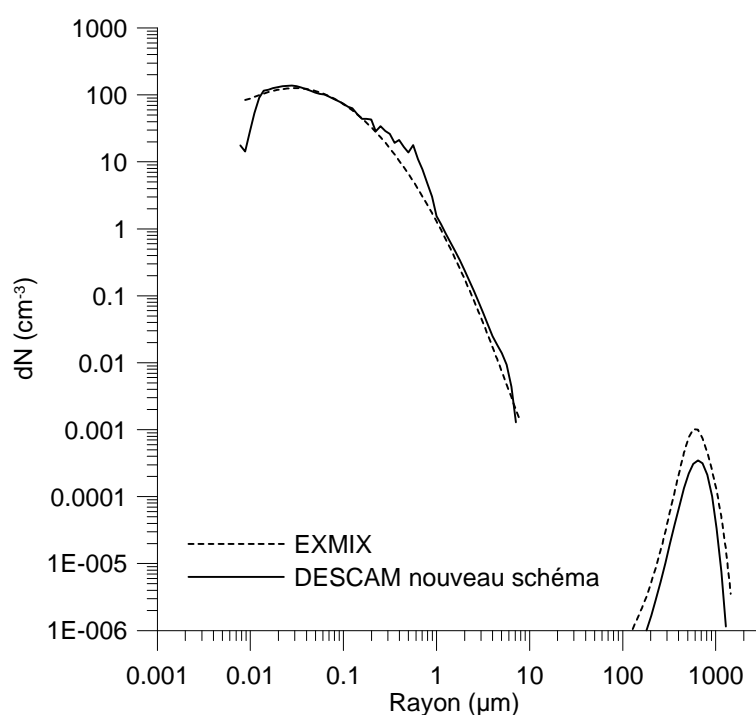


Figure A.5 : Spectres en nombre des particules d'aérosol humides et des gouttes sous la base du nuage (altitude 1500 m) pendant l'épisode de précipitation ($t=46$ min). Les spectres simulés par DESCAM avec le nouveau schéma pour la désactivation sont en traits pleins et ceux par EXMIX en traits pointillés.

Finalement, pour revenir au cas de CCOPE, la figure A.5 est l'analogue de la figure A.1 mais avec le nouveau schéma de désactivation pour DESCAM. Le nouveau schéma n'accumule plus les particules d'aérosol dans les dernières classes de la grille mais les redistribue entre 200 et 800 nm. Il tient compte de l'hypothèse d'équilibre faite pour les

particules d'aérosol et élimine donc le problème de la création artificielle de grosses particules d'aérosol.

Annexe B

Résolution analytique de l'équation de Koehler (simplifiée) pour les particules d'aérosol non activées

Dans cet annexe comme dans le chapitre 1, nous appelons « Equation de Koehler simplifiée », l'équation suivante :

$$\ln(1 + s_{v,w}) = \frac{A}{r} - \frac{Br_N^3}{r^3}$$

En posant $x = \frac{1}{r}$, l'équation de Koehler simplifiée peut s'écrire sous la forme d'une équation de degré trois $x^3 + a_2x^2 + a_1x^1 + a_0 = 0$ avec

$$a_2 = 0$$

$$a_1 = \frac{-A}{Br_N^3}$$

$$a_0 = \frac{\ln(1 + s_{v,w})}{Br_N^3}$$

Résoudre l'équation de Koehler revient donc à chercher les racines d'une équation du troisième degré. Or, les équations du 3^{ème} degré peuvent être résolues analytiquement et il existe donc des formules générales donnant directement les racines de l'équation. Les détails de la résolution analytique d'une équation du 3^{ème} degré peuvent être trouvés à l'adresse internet suivante : <http://mathworld.wolfram.com/CubicFormula.html>. Ici nous nous contenterons de présenter rapidement les formules générales et leur application à la croissance des particules d'aérosol.

B.1 Formules générales pour les racines d'une équation cubique

Comme pour la plupart des résolutions analytiques d'équations, la première étape consiste à calculer le discriminant Δ :

$$\Delta = Q^3 + R^2 \quad \text{où} \quad Q = \frac{1}{3}a_1 - \frac{1}{9}a_2^2$$
$$R = \frac{1}{6}(a_1a_2 - 3a_0) - \frac{1}{27}a_2^3$$

Les solutions générales sont ensuite données par les formules :

$$x_1 = -\frac{1}{3}a_2 + (S + T)$$
$$x_2 = -\frac{1}{3}a_2 - \frac{1}{2}(S + T) + \frac{1}{2}i\sqrt{3}(S - T)$$
$$x_3 = -\frac{1}{3}a_2 - \frac{1}{2}(S + T) - \frac{1}{2}i\sqrt{3}(S - T)$$

avec

$$S = (R + \sqrt{\Delta})^{\frac{1}{3}}$$
$$T = (R - \sqrt{\Delta})^{\frac{1}{3}}$$

B.2 Application à la résolution de l'équation de Koehler

Dans le cas qui nous intéresse ici, la solution de l'équation de Koehler doit nous donner la taille d'équilibre d'une particule d'aérosol, dont le rayon « sec » est r_N , sous une certaine sursaturation $s_{v,w}$. Seules les solutions réelles et positives nous intéressent donc. Pour ce qui est des racines réelles, leur nombre est fonction du signe du discriminant Δ .

Dans le cas d'un discriminant Δ strictement positif, l'équation cubique admet une solution réelle (x_1) et deux solutions complexes conjuguées (x_2 et x_3). La taille d'équilibre cherchée correspond donc à la solution x_1 et seule cette racine est calculée.

Dans le cas d'un discriminant nul $\Delta=0$, les trois racines sont réelles mais deux au moins sont égales (x_2 et x_3). Dans le cas de l'équation de Koehler avec $a_2=0$, on obtient :

$$S = T = R^{\frac{1}{3}}$$
$$x_1 = (S + T) = 2R^{\frac{1}{3}}$$
$$x_2 = x_3 = -\frac{1}{2}(S + T) = -R^{\frac{1}{3}}$$

Comme x_1 et x_2 sont réelles, R ne peut être qu'un réel positif et la solution à conserver est encore x_1 . Donc si le déterminant est positif ou nul, on ne calcule que la racine x_1 .

Dans le cas où Δ est strictement négatif, l'équation cubique admet alors 3 solutions réelles qui peuvent être réécrites à l'aide de la fonction cosinus. En posant $\theta = \arccos\left(\frac{R}{\sqrt{-Q^3}}\right)$, les trois solutions réelles s'expriment en effet par :

$$x_1 = 2\sqrt{-Q} \cos\left(\frac{\theta}{3}\right) - \frac{1}{3}a_2$$

$$x_2 = 2\sqrt{-Q} \cos\left(\frac{\theta + 2\pi}{3}\right) - \frac{1}{3}a_2$$

$$x_3 = 2\sqrt{-Q} \cos\left(\frac{\theta + 4\pi}{3}\right) - \frac{1}{3}a_2$$

Dans le cas de l'équation de Koehler ($a_2=0$), elles deviennent :

$$x_1 = 2\sqrt{-Q} \cos\left(\frac{\theta}{3}\right)$$

$$x_2 = 2\sqrt{-Q} \cos\left(\frac{\theta + 2\pi}{3}\right)$$

$$x_3 = 2\sqrt{-Q} \cos\left(\frac{\theta + 4\pi}{3}\right)$$

Le signe des solutions est maintenant entièrement déterminé par la valeur de θ . Comme θ est le résultat d'une fonction arccosinus, θ appartient à l'intervalle $[0, \pi]$. Ainsi :

$$0 \leq \frac{\theta}{3} \leq \frac{\pi}{3} \quad \text{d'où } \cos\left(\frac{\theta}{3}\right) > 0 \text{ et } x_1 > 0 \text{ (cf. Fig. B.1)}$$

$$\frac{2\pi}{3} \leq \frac{\theta + 2\pi}{3} \leq \pi \quad \text{d'où } \cos\left(\frac{\theta + 2\pi}{3}\right) < 0 \text{ et la solution } x_2 \text{ ne convient pas.}$$

$$\frac{4\pi}{3} \leq \frac{\theta + 4\pi}{3} \leq \frac{5\pi}{3} \quad \text{et dans ce cas on ne peut pas conclure sur le signe du cosinus et donc sur le signe de } x_3.$$

Si x_3 est négatif, x_1 est la seule solution qui convienne. Etudions rapidement le cas où deux solutions positives existent (x_1 et x_3). D'après la figure B.2, l'équation de Koehler peut admettre deux solutions positives lorsque l'air est sursaturé ($RH > 100\%$) et que la particule est de petite taille. Dans ce cas, la valeur la plus petite (notée r_1) correspond à la taille d'équilibre de la particule d'aérosol non activée et est donc la valeur cherchée. La valeur la plus grande (r_2) doit elle être éliminée car elle correspond au cas d'une particule d'aérosol activée (i.e. une gouttelette). Mais, comme $r = \frac{1}{x}$, dans le cas où deux racines

positives x_1 et x_3 existent, seule la plus grande des deux doit donc être conservée. Par un raisonnement sur le cercle trigonométrique (cf. Fig. B.1) on peut facilement se vérifier que, puisque $0 \leq \frac{\theta}{3} \leq \frac{\pi}{3}$, alors $\cos\left(\frac{\theta + 4\pi}{3}\right) \leq \cos\left(\frac{\theta}{3}\right)$ et x_1 est donc la valeur cherchée.

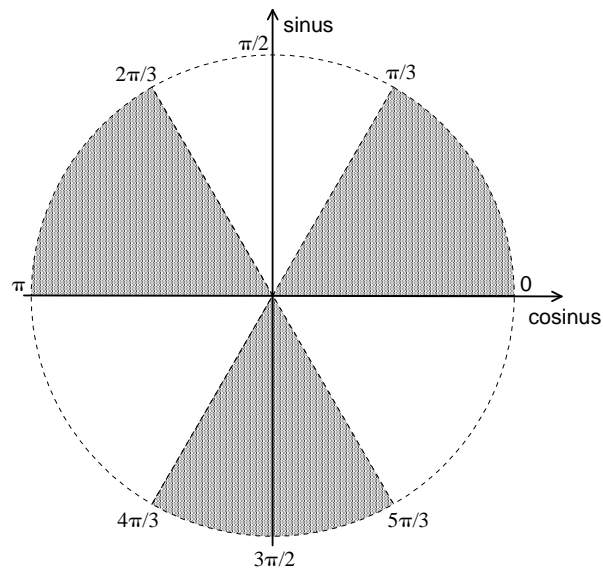


Figure B.1 : Cercle trigonométrique. Les valeurs des angles sont données en radians sur le bord du cercle.

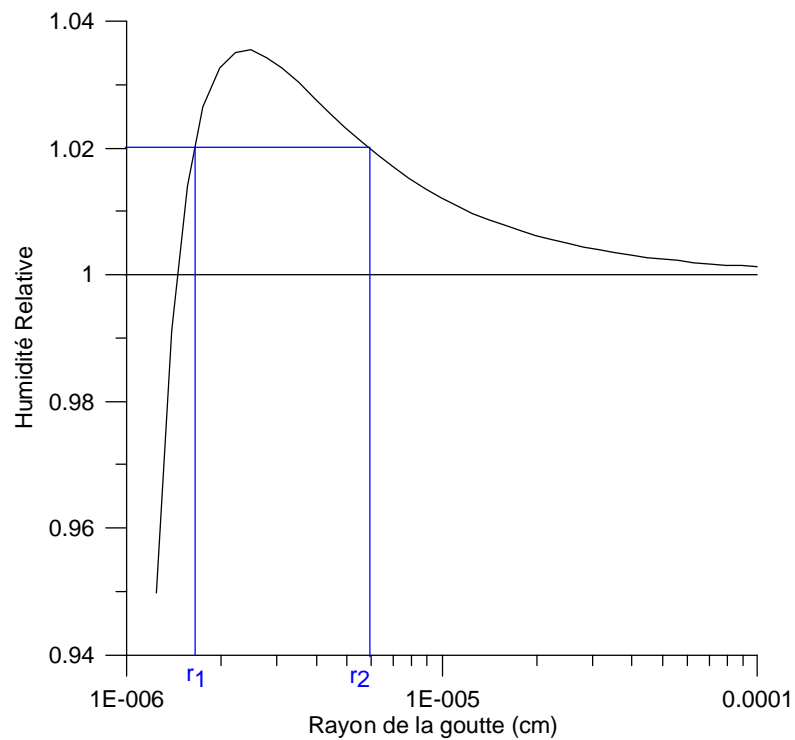


Figure B.2 : Courbe de Koehler pour une particule d'aérosol sèche de rayon $r=8$ nm. Pour une valeur d'humidité relative donnée (exemple en bleu $RH=102\%$), il est possible que l'équation de Koehler simplifiée admette 2 solutions positives r_1 et r_2 .

Annexe C

La sous-séparation du pas de temps pour le processus de condensation /évaporation

C.1. Présentation du problème

La sursaturation est déterminée par la température et le contenu en vapeur d'eau. L'évolution de la sursaturation est gouvernée en grande partie par la dynamique (la sursaturation d'une couche peut par exemple augmenter du fait de l'advection d'air chaud et humide depuis une couche inférieure) mais aussi par la microphysique et surtout les changements de phase. Pour ne citer qu'un exemple, le processus de condensation consomme de la vapeur d'eau et dégage également de la chaleur : tout comme la dynamique, il influence donc à la fois la température et le contenu en vapeur.

La figure C.1 met en avant un problème récurrent des modèles à microphysique explicite : la combinaison des effets de la dynamique et de la microphysique sur la sursaturation peut conduire à des oscillations de cette dernière qui s'amplifient rapidement.

Prenons le cas d'une couche nuageuse (donc déjà saturée) qui voit sa sursaturation augmenter du fait de l'advection d'air humide depuis les couches d'altitude inférieure. Suite à ce changement dans la sursaturation d'origine dynamique, la microphysique « réagit » : la sursaturation étant maintenant plus élevée, la croissance des gouttes est plus efficace et consomme une grande quantité de vapeur. Les processus microphysiques conduisent ainsi à une diminution de la sursaturation. Dans l'exemple de la figure C.2, on note même que l'humidité relative finale (après dynamique et microphysique) est inférieure à l'humidité initiale.

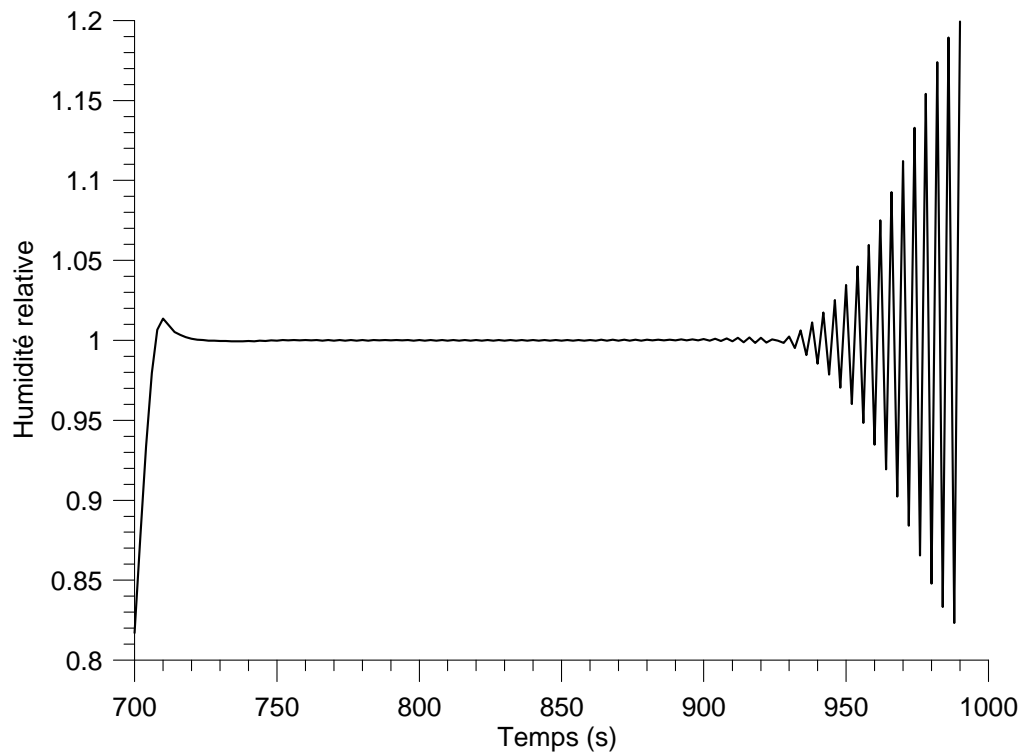


Figure C.1 : Evolution d'humidité relative en fonction du temps.

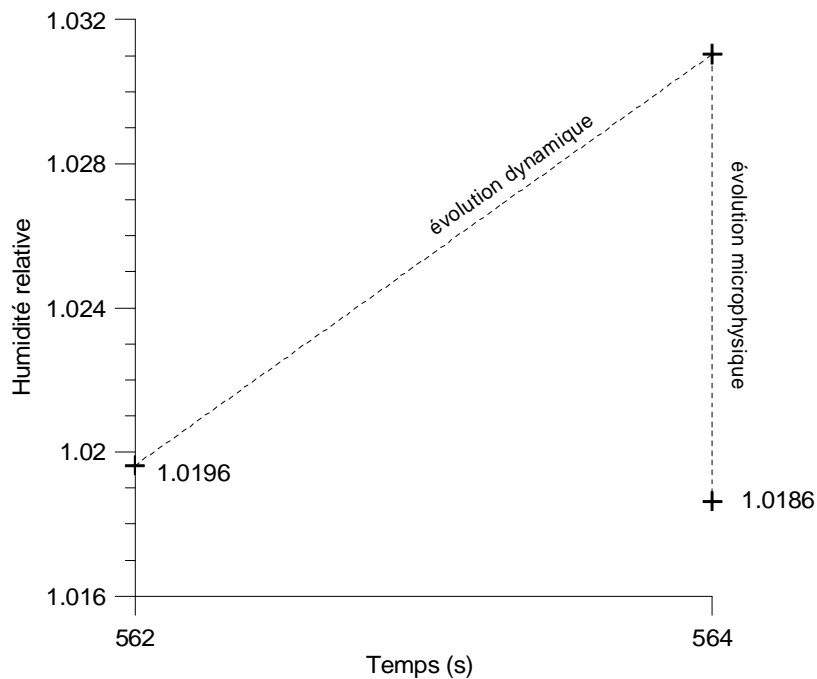


Figure C.2 : Décomposition de l'évolution de l'humidité relative en fonction du temps en une composante dynamique et une composante microphysique.

La figure C.3 représente la décomposition de l'évolution de l'humidité relative en ses composantes dynamique et microphysique lorsqu'il y a formation d'une oscillation. La formation de cette oscillation débute par un épisode de forte condensation qui abaisse l'humidité relative en dessous de 100% (point S). Pour la microphysique, on considère

maintenant que l'air est sous-saturé et l'évaporation devient le processus prépondérant d'où maintenant une augmentation de l'humidité relative du fait de la microphysique et un retour à l'état sursaturé. Au pas de temps suivant, on se trouve maintenant dans une situation fortement sursaturée qui s'accompagne inmanquablement de la condensation d'une trop grande quantité de vapeur d'eau etc. Ainsi de suite, une alternance de phases d'évaporation intense et de forte condensation se met en place et s'autoalimente.

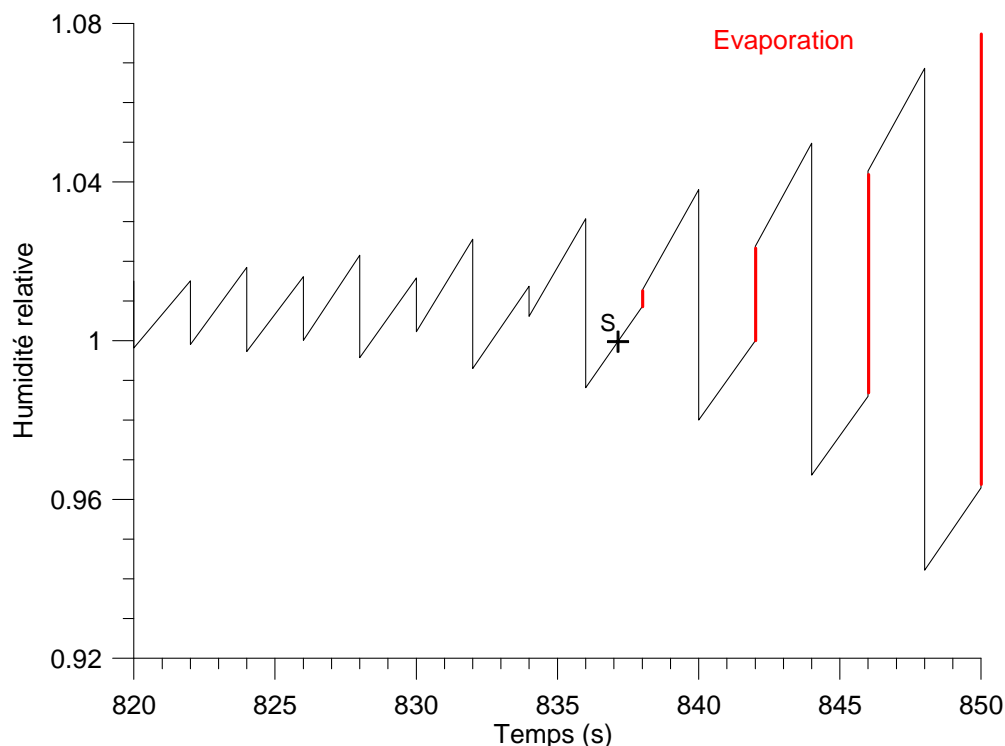


Figure C.3 : Evolution de l'humidité relative lors de la formation d'une oscillation décomposée en une composante dynamique et une composante microphysique. Lorsque l'évolution microphysique conduit à une diminution de l'humidité relative, la croissance des hydrométéores domine l'évaporation. A l'inverse, lorsque l'évaporation est prépondérante, la microphysique est responsable d'une augmentation de l'humidité relative matérialisée sur la figure par les lignes rouges.

C.2. Solution adoptée

La méthode utilisée pour résoudre ce genre de problème consiste à réduire le pas de temps pour le processus de condensation. Le pas de temps dynamique est divisé en plusieurs sous pas de temps pour lesquels la croissance des hydrométéores est calculée et son impact sur l'humidité relative est répercuté (cf. Fig. C.4). Sur l'exemple de la figure C.4, on constate qu'au final l'humidité relative est d'environ 102% au lieu de 101.8% lorsque le pas de temps a été segmenté. L'humidité initiale était de 101.9% (cf. Fig. C.2). Dans le cas du calcul pour le pas de temps entier, la combinaison dynamique + microphysique conduit à une diminution du RH. A l'inverse, avec la sous-séparation du pas de temps, on obtient une augmentation légère du RH.

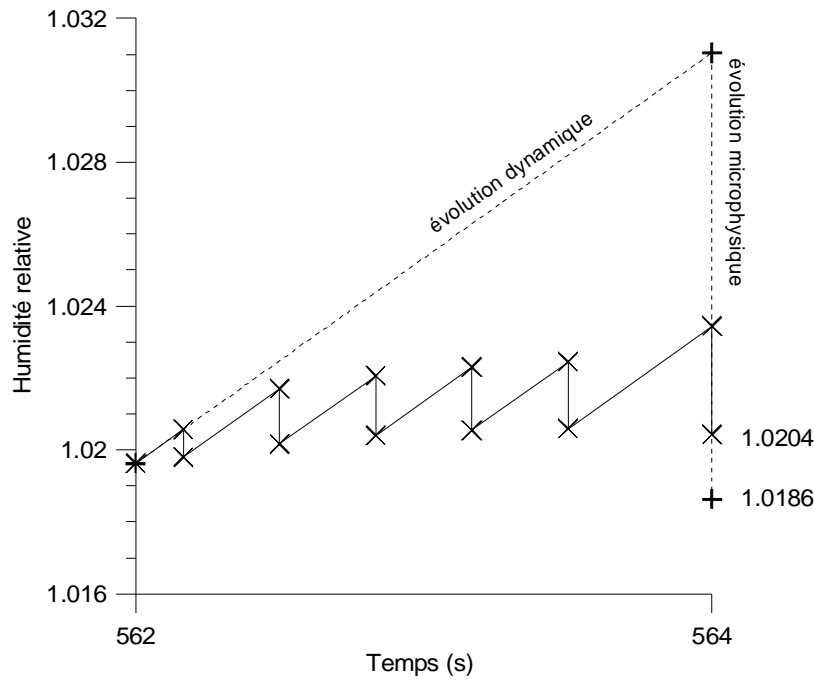


Figure C.4 : Schéma de la sous-séparation du pas de temps pour éviter les cas de trop forte condensation. Pour chaque sous pas de temps, l'évolution dynamique est calculée à partir de la tendance pour le pas de temps total.

La mise en œuvre de la solution présentée ci-dessus pose le problème de la détection de l'épisode de trop forte condensation à l'origine du comportement oscillatoire de l'humidité relative. Dans DESCAM 3D, un taux de production/destruction d'eau liquide de $\tau = 30 \text{ mg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ a été choisi comme valeur limite dans le déclenchement ou non de la sous-séparation du pas de temps pour le processus de condensation évaporation. Pour un pas de temps de 3 s, cette valeur conduit à une variation du contenu en vapeur de :

$$\Delta q_v^{\text{lim}} = \frac{\Delta m}{\rho} = \frac{\tau \Delta t}{\rho} = \frac{30 \cdot 10^{-6} \times 3}{1.2} \approx 7.10^{-5} \quad (\text{en g/g})$$

Par la suite, cette valeur limite pour la variation du contenu en vapeur sera notée « $cdmax$ ». Pour DESCAM 1D^{1/2}, le pas de temps est de 2 s et la formule ci-dessus donnerait alors pour le $cdmax$ une valeur de 5.10^{-5} . Techniquement, la condensation est effectuée par défaut avec le pas de temps total, puis la valeur Δq_v correspondante est calculée. Si elle excède la valeur fixée pour le $cdmax$, alors la condensation est recalculée en divisant le pas de temps en plusieurs étapes.

Annexe D

Tentative de prise en compte de la forme des cristaux dans DESCAM 1D^{1/2}

Dans le chapitre 1, nous avons vu que le point fort de DESCAM 3D par rapport aux autres modèles tridimensionnels à microphysique détaillée réside dans le traitement des particules d'aérosol qui ont servi à former des gouttes et des cristaux. En revanche, le modèle DESCAM 3D ne prend en compte qu'une seule forme pour les cristaux de glace (sphérique) et qu'une seule valeur possible pour la densité (0.9 g cm^{-3}). Dans la littérature, il existe des modèles 3D à microphysique détaillée (cf. chapitre 1, paragraphe 1.2) qui tentent de prendre en compte les différentes formes possibles pour les cristaux de glace soit par l'intermédiaire de variations dans la valeur de la masse volumique des cristaux (Ovtchinnikov et Kogan, 2000), soit par l'utilisation de plusieurs fonctions (une par forme) pour représenter la phase glace (Lynn et al., 2005). La représentation actuelle de la phase glace dans DESCAM 3D est actuellement un point faible de notre modèle et doit dans le futur être améliorée. Dans ces quelques pages un travail préliminaire avec DESCAM 1D^{1/2} est présenté. Au lieu d'utiliser une seule fonction pour la glace, nous avons choisi d'en utiliser 3 respectivement pour les cristaux de forme plaquette, sphérique et colonne. Après avoir détaillé les nouvelles hypothèses adoptées pour la phase glace, les nouveaux résultats obtenus pour le cas de CCOPE (cf. chapitre 2) seront présentés.

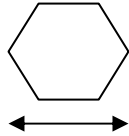
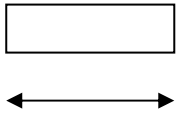
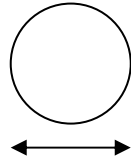
D.1. Hypothèses adoptées pour la prise en compte de la forme des cristaux dans le modèle DESCAM 1D½

Au vu des modèles préexistants, nous avons choisi de considérer les trois formes suivantes : plaquettes hexagonales, colonnes et sphères. Comme dans DESCAM 1D½, la grille reste en masse et pour chaque forme, deux fonctions sont utilisées :

- f représente le nombre de cristaux de la forme choisie et de masse m .
- g indique la masse totale d'aérosol contenue dans l'ensemble des cristaux de la forme choisie et de masse m .

A chaque forme est également associé un axe des rayons correspondant à l'axe des masses (qui est lui commun aux trois formes). Les relations entre masse et rayon sont récapitulées dans le tableau D.1. La masse volumique, la capacitance, les vitesses de chute et les efficacités de collection sont également propres à chaque forme.

Tableau D.1 : Principales caractéristiques choisies pour les trois formes représentées : plaquettes, colonnes et sphère.

Forme	Plaquette hexagonale	Colonne	Sphère
Dessin			
Dimension caractéristique choisie	d : diamètre du cercle circonscrit à la plaquette	l : longueur de la colonne	d : diamètre de la sphère
Relation entre volume et dimension caractéristique	$V = \frac{3\sqrt{3}}{8} h d^2$ $h = 0.01263 d^{0.449}$ (Auer et Veal, 1970)	$h = 0.260 l^{0.927}$ $V = 4.39 \cdot 10^{-2} l^{2.854}$ Pruppacher and Klett (1997)	$V = \frac{\pi}{6} d^3$
Masse volumique	$\rho = 0.9 \text{ g/cm}^3$	$\rho = 0.7 \text{ g/cm}^3$	$\rho = 0.3 \text{ g/cm}^3$
Capacitance (Pruppacher and Klett, 1997)	$C = \frac{d}{\pi}$	$C = \frac{A}{2 \ln \left(\frac{A+l}{h} \right)}$ $A = (l^2 - h^2)^{1/2}$	$C = \frac{d}{2}$
Vitesses de chute	Pruppacher and Klett (1997)	Pruppacher and Klett (1997)	Locatelli and Hobbs (1974)
Efficacités de collection	Martin et al (1981)	Wang et al. (2000)	Hall (1980)

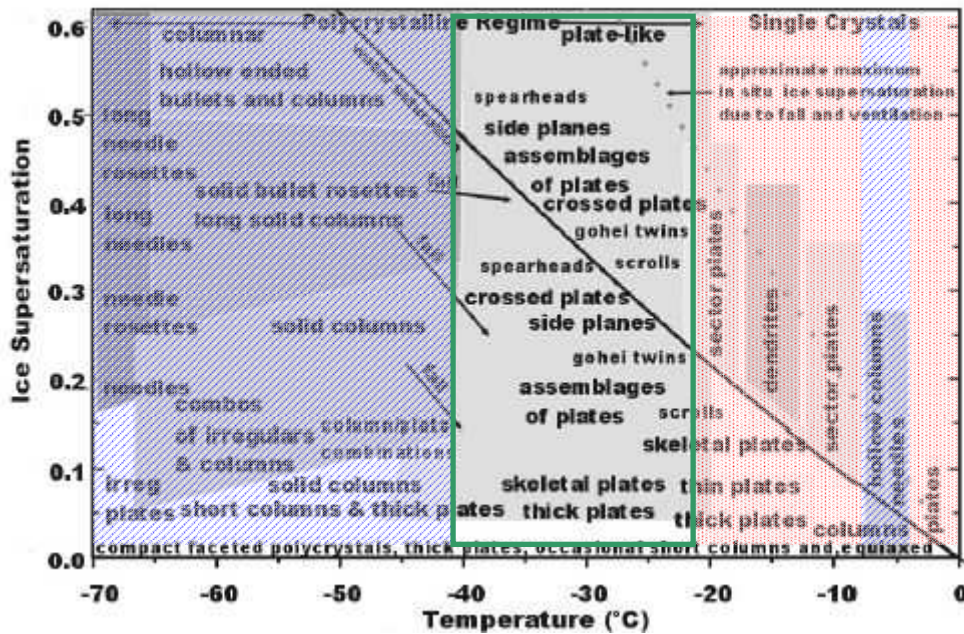


Figure D.1 : Simplification du diagramme de Bailey and Hallet (2004) adoptée.

Pour l'instant, il n'existe pas dans le modèle de processus de conversion permettant de transformer une forme en une autre sous l'effet du givrage par exemple. Autrement dit, les trois paires de distributions $(f1, g1)$, $(f2, g2)$ et $(f3, g3)$ sont rigoureusement indépendantes. Les cristaux d'une forme donnée peuvent grossir par dépôt de vapeur et givrage mais même sous l'effet de ce processus, ils conservent leur forme originale.

La formation des cristaux se fait toujours suivant les formules de Meyers et al (1992) et de Koop et al (2000) respectivement pour la nucléation hétérogène et homogène. La détermination de la forme des cristaux nucléés s'inspire du diagramme de Bailey et Hallet (2004) (cf. Fig. D.1). La dépendance en fonction de la sursaturation n'est cependant pas prise en compte, la forme du cristal est uniquement déterminée par la température. Les zones où les cristaux formés sont ajoutés dans la catégorie des plaquettes sont sur fond rouge (pour T entre 0 et -4°C et entre -9°C et -22°C), celles pour la forme colonne (pour T entre -4 et -9°C et $T < -40^{\circ}\text{C}$); en bleu. La zone restante (entre $T=-22$ et -40°C), délimitée grossièrement par le carré vert correspond à la plage de formation des cristaux sphériques.

D.2. Résultats de la modélisation du cas de CCOPE

Les figures D.2 et D.3 représentent les contenus en eau et en glace (nuageuses et précipitantes) en fonction du temps et de l'altitude pour le modèle DESCAM avec les trois formes pour la phase glace. On remarque immédiatement que ces figures sont très différentes de celles du chapitre 2 (cf. Fig. 2.10 et 2.12) pour le modèle DESCAM 1D½

avec uniquement la forme sphérique. L'évolution du nuage est complètement changée à partir de l'apparition de la phase glace. On a une « congélation » très rapide du nuage autour de 1900 s : quasiment l'intégralité du contenu en eau nuageuse se retrouve un peu plus tard dans le contenu en glace précipitante. Les précipitations sont maintenant entièrement produites via la phase glace : il n'y a plus d'eau précipitante à l'intérieur du nuage. L'averse simulée atteint le sol autour de 2300 s, ce qui ne s'est jamais produit auparavant même lorsque nous avons utilisé un spectre marin pour les particules d'aérosol. On constate également que la durée de l'averse est limitée (entre environ 2300 s et 2900 s).

La figure D.4 détaille le contenu en glace en fonction de la forme des cristaux. On s'aperçoit ainsi que les cristaux sphériques sont les premiers à se former mais ils n'occupent que les couches au-dessus de 7 km. C'est la formation des cristaux de forme plaquette qui déclenche l'augmentation rapide du contenu en glace précipitante à l'intérieur du nuage. Ces cristaux semblent particulièrement aptes à collecter des gouttelettes. Enfin, on constate que la forme colonne est presque inexistante. Quelques cristaux sont produits dans les couches les plus hautes (supérieures à 9 km), ce qui correspond à un contenu en glace de l'ordre de 0.01 g m^{-3} . La participation des cristaux colonnes à l'évolution du nuage est donc complètement négligeable.

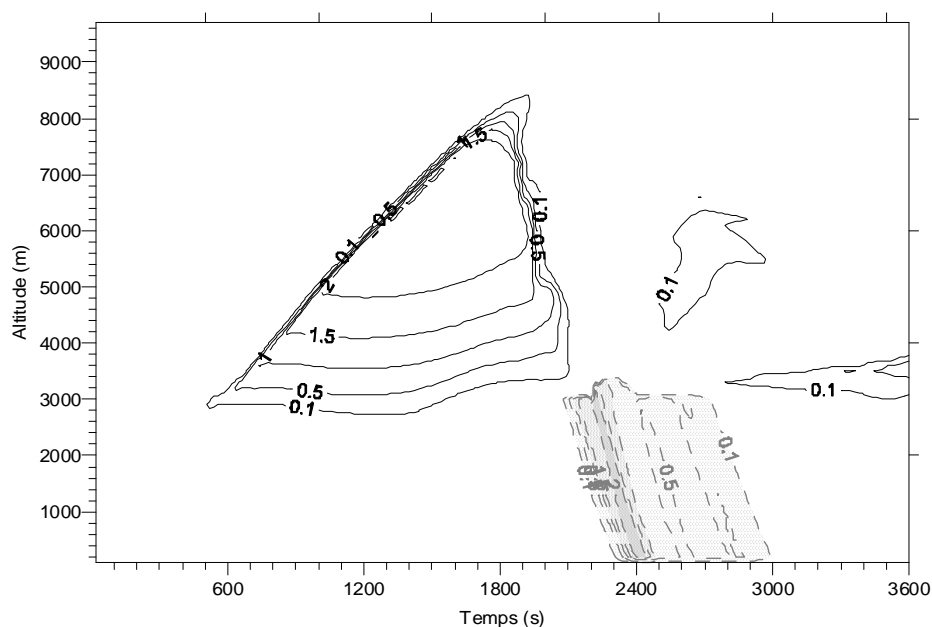


Figure D.2 : Contenu en eau nuageuse (traits noirs) et en eau précipitante (zone et traits gris) en g m^{-3} pour la simulation du cas de CCOPE avec le modèle DESCAM avec trois formes possibles pour les cristaux.

DESCAM 1D $\frac{1}{2}$ dans le cas avec 1 forme pour les cristaux et dans le cas avec les 3 formes différentes. On remarque immédiatement que seule la prise en compte de différentes formes pour la phase glace dans le modèle DESCAM 1D $\frac{1}{2}$ permet de retrouver des réflectivités de plus de 45 dBZ comme cela a été observé. On reproduit également bien l'allure des courbes d'iso-réflectivité qui sont très serrées au début de l'évolution du nuage et qui au contraire s'espacent après avoir atteint et dépassé les 45 dBZ.

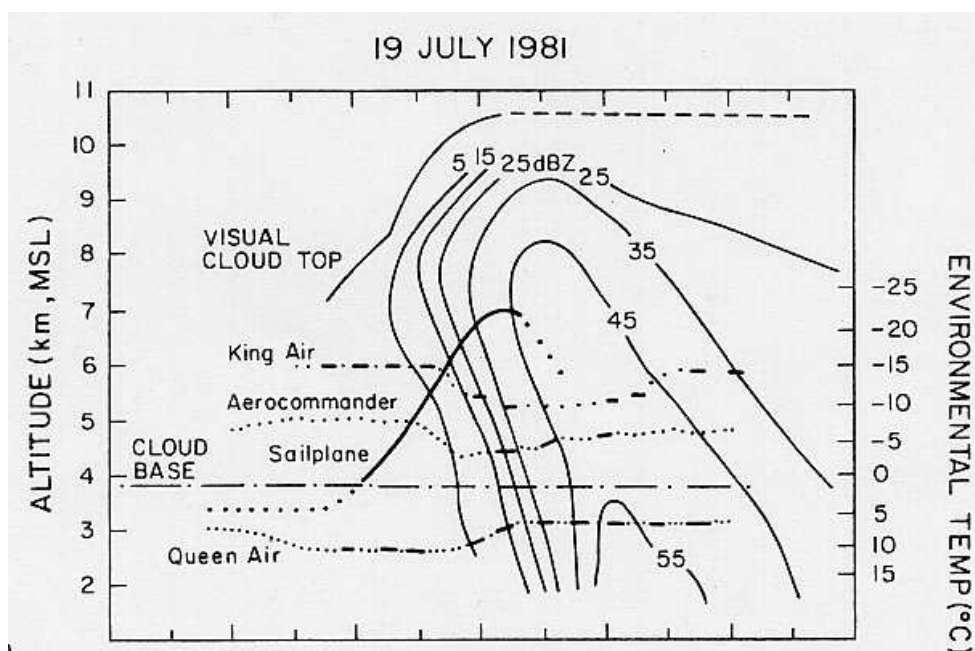


Figure D.5 : Réflectivités radars (dBZ) mesurées le 19 Juillet 1981 (Dye et al., 1986).

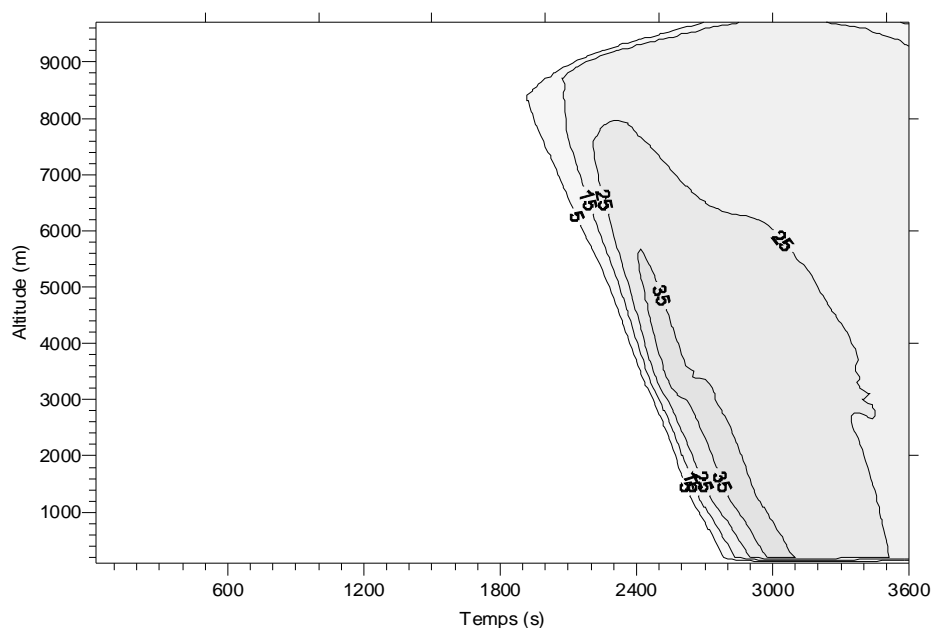


Figure D.6 : Réflectivités radar simulées (en dBZ) par le modèle DESCAM avec une seule fonction pour les cristaux (forme sphérique).

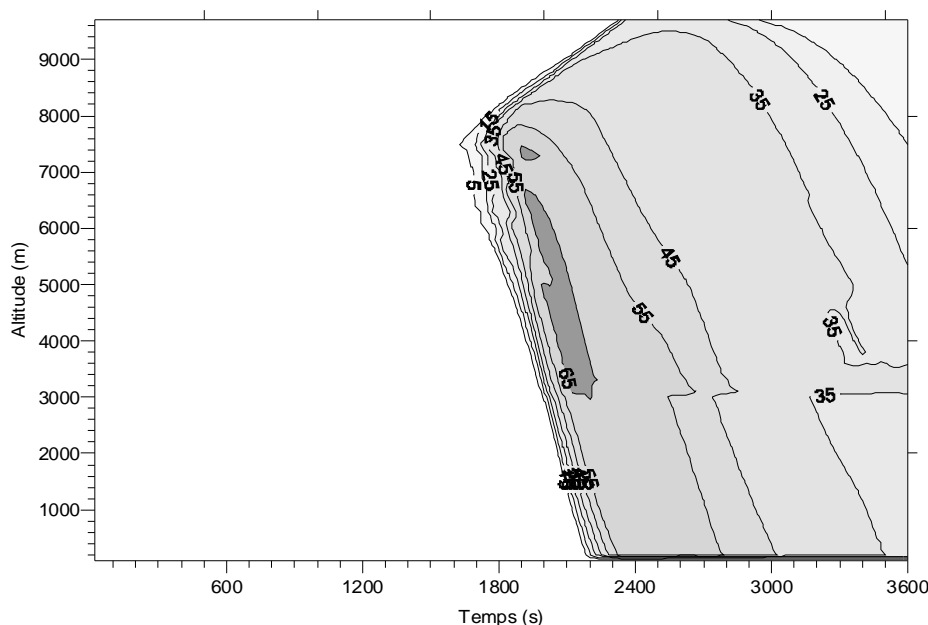


Figure D.7 : Réflectivités radar simulées (en dBZ) par le modèle DESCAM avec trois fonctions différentes pour les cristaux de glace.

D4. Conclusion

A travers cet aperçu très bref des premiers résultats de DESCAM 1D $\frac{1}{2}$ avec trois formes différentes pour la phase glace, il apparaît clairement que la forme choisie pour les cristaux dans un modèle de nuage est susceptible de modifier grandement les résultats du modèle. Cette version de DESCAM 1D $\frac{1}{2}$ n'est pour l'instant qu'une première approche dans cette voie de recherche et d'ores et déjà, des améliorations peuvent être proposées. Le principal inconvénient de cette approche est de ne pas permettre de transferts entre les différentes formes sous l'effet d'un processus ou l'autre. Ainsi, un cristal colonne formé à très haute altitude qui sédimente vers des classes où la température est plus élevée et où la croissance des cristaux est caractéristique des plaquettes hexagonales devrait voir sa forme se modifier (de même que sa capacitance !). De plus, il conviendrait également de prendre en compte l'altération des formes initiales et de la densité du cristal par le givrage ! Les pistes à creuser sont nombreuses et variées mais d'une grande importance pour l'amélioration des modèles de nuage à microphysique détaillée.

Index des notations

A

a : rayon d'une goutte

a_w : activité de l'eau en solution

a_w^i : activité de l'eau en solution en équilibre avec la glace

C

C : capacitance des cristaux de glace

c_p : capacité calorifique de l'air à pression constante

D

dt : pas de temps

D : diamètre de la goutte

D_i : diamètre du cristal de glace

D_v^* : diffusivité corrigée de la vapeur dans l'air

E

e : pression de vapeur

$e_{sat,w}$: pression de vapeur saturante de l'air par rapport à l'eau

$e_{sat,i}$: pression de vapeur saturante de l'air par rapport à la glace

E : efficacité de collection

F

f_{AP} : fonction de distribution en nombre des particules d'aérosol (DESCAM)

f_d : fonction de distribution en nombre des gouttes (DESCAM)

f_i : fonction de distribution en nombre des cristaux (DESCAM)

f_{wat} : fonction de distribution en nombre des particules d'aérosol humides et des gouttes (EXMIX)

f_{ice} : fonction de distribution en nombre des noyaux glaçogènes et des cristaux (EXMIX)

$f(T)$: facteur de correction en température

F_v : facteur de ventilation

G

g : accélération de la pesanteur

$g_{AP,a}$: fonction de distribution en masse des particules d'aérosol sèches dans les particules d'aérosol humides (DESCAM)

$g_{AP,d}$: fonction de distribution en masse des particules d'aérosol dans les gouttes (DESCAM)

$g_{AP,i}$: fonction de distribution en masse des particules d'aérosol dans les cristaux

I

IRS : paramètre de résolution de la grille des cristaux

IWC : contenu en glace (ice water content)

J

J_{hom} : taux de nucléation homogène par unité de volume et de temps

JRS : paramètre de résolution de la grille des gouttes

K

k_a^* : conductivité thermique de l'air corrigée

K : noyau de collection

$|K_i|^2$: constante diélectrique de la phase glace

$|K_w|^2$: constante diélectrique de l'eau liquide

K_h : coefficient de diffusion turbulente

KRS : paramètre de résolution de la grille des particules d'aérosol (DESCAM)

L

L_e : chaleur latente d'évaporation

L_s : chaleur latente de sublimation

LWC : contenu en eau liquide (liquid water content)

M

m_t : masse de l'hydrométéore

m_s : masse de sel dans un hydrométéore

m_w : masse d'eau dans une goutte

m_{AP} : masse de la particule d'aérosol dans l'hydrométéore (EXMIX)

\bar{m} : masse moyenne des particules d'aérosol dans une classe d'hydrométéores (DESCAM)

M_s : masse molaire du sel composant la partie soluble de la particule d'aérosol

M_w : masse molaire de l'eau

N

N_{IN} : nombre de noyaux glaçogènes par volume d'air

NAC : nombre de classes de la grille des particules d'aérosol (DESCAM)

NIC : nombre de classes de la grille des cristaux (DESCAM)

NRP : nombre de classes de la grille des gouttes (DESCAM)

P

p : pression

Q

q_i : rapport de mélange en glace

q_v : rapport de mélange en vapeur d'eau

q_w : rapport de mélange en eau liquide

R

r_1 : rayon du cylindre intérieur (modèle 1D^{1/2})

r_2 : rayon du cylindre extérieur (modèle 1D^{1/2})

r : rayon de la particule d'aérosol humide (DESCAM)

r_{act} : rayon d'activation

r_N : rayon de la particule d'aérosol sèche

\bar{r}_N : rayon moyen des particules d'aérosol sèches dans une classe d'hydrométéores (DESCAM)

R : constante des gaz parfaits

R_v : constante des gaz parfaits pour l'air humide

R_d : constante des gaz parfaits pour l'air sec

RH : humidité relative par rapport à l'eau

RHI : humidité relative par rapport à la glace

S

$s_{v,w}$: sursaturation par rapport à l'eau

$s_{v,i}$: sursaturation par rapport à la glace

T

T : température

T_s : température de surface du grêlon

U

u_i : (i=1,3) les trois composantes de la vitesse

\tilde{u} : vitesse radiale à l'interface des deux cylindres (modèle 1D^{1/2})

U_{∞} : vitesse terminale de chute

V

$v(T)$: vitesse de croissance des particules d'aérosol humides en fonction de la température

\vec{V} : vitesse de l'air

W

w : composante verticale de la vitesse

w_e : vitesse verticale pour l'environnement (modèle 1D^{1/2})

Y

Y : effets de Raoult et de Kelvin

Z

Z : facteur de réflectivité radar en mm⁶ m⁻³

Z_{dB} : facteur de réflectivité radar en échelle logarithmique (dBZ)

α

α : coefficient de turbulence

δ

δM_i : masse de vapeur d'eau qui se sublime

δM_w : masse de vapeur d'eau qui se condense

ε

ε : fraction soluble de la particule d'aérosol

v

v : nombre ionique du sel composant la partie soluble de la particule d'aérosol

Ω

$\vec{\Omega}$: vitesse de rotation de la terre

Φ

Φ : coefficient osmotique

ρ

ρ : densité de l'air

ρ_N : densité de la particule d'aérosol

ρ_w : densité de l'eau liquide

ρ_i : densité de la glace

σ

σ : tension de surface

σ^2 : densité surfacique de l'ascension (modèle 1D $\frac{1}{2}$)

 θ

θ : température potentielle

θ_v : température potentielle virtuelle

 τ

$\bar{\tau}_{ij}$: tenseur des contraintes

Bibliographie

- Ackerman A.S., O. B. Toon, and P.V. Hobbs, 1995 : A model for particle microphysics, turbulent mixing and radiative transfer in the stratocumulus-topped boundary layer and comparisons with measurements. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1204-1236.
- Alheit R. R., A. I. Flossmann and H. R. Pruppacher, 1990 : A theoretical study of the removal of atmospheric pollutants. Part IV : The uptake and redistribution of aerosol particles through nucleation and impaction scavenging by growing cloud drops and ice particles. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 870-887.
- Andreae M. O., D. Rosenfeld, P. Artaxo, A. A. Costa, G. P. Frank, K. M. Longo and M.A. F. Silva-Dias, 2004 : Smoking rain clouds over the Amazon. *Science*, **303**, 1337-1342.
- Anquetin S., F. Miniscloux, J.-D. Creutin and S. Cosma, 2003 : Numerical simulation of orographic rainbands. *J. Geophys. Res.*, **108**, NO. D8, 8386.
- Arakawa A., and W. H. Schubert, 1974 : Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, Part I. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674-701.
- Asai T., and A. Kasahara, 1967 : A theoretical study of the compensating downward motions associated with cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **24**, 487-596.
- Auer A. H. and D. L. Veal, 1970 : The dimension of ice crystals in natural clouds. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 919-926.

- Bailey M. and J. Hallett, 2004 : A new habit diagram and mass parameters for atmospheric ice crystals between -20°C to -70°C . In *Proceedings of the International Conference on Clouds and Precipitation*, Bologna.
- Bechtold P., E. Bazile, P. Mascart and E. Richard, 2001 : A mass flux convection scheme for regional and global models. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **127**, 869-886.
- Berry E. X. and R. L. Reinhardt, 1974 : An analysis of cloud drop growth by collection. Part I : Double distributions. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1814-1824.
- Bott A., 1989 : A positive definite advection scheme obtained by nonlinear renormalization of the advective fluxes. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1006-1015.
- Bott A., U. Sievers and W. Zdunkowski, 1990 : A radiation fog model with a detailed treatment of the interaction between radiative transfer and fog microphysics. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2153-2166.
- Bott A., 1998 : A flux method for the numerical solution of the stochastic collection equation. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2284-2293.
- Bott A., 2000 : A flux method for the numerical solution of the stochastic collection equation: extension to two-dimensional particle distributions. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 284-294.
- Bruintjes R. T., T. L. Clark and W. D. Hall, 1994 : Interaction between topographic airflow and cloud/precipitation development during the passage of a winter storm in Arizona. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 48-67.
- Bruintjes R. T., T. L. Clark and W. D. Hall, 1995 : The dispersion of tracer plumes in mountainous regions in Central Arizona : comparison between observations and modelling results. *J. Appl. Meteorol.*, **34**, 971-988.
- Carrió G. G., S. C. van den Heever and W. R. Cotton, 2007 : Impacts of nucleating aerosol on anvil-cirrus clouds : A modelling study. *Atmos. Res.*, **84**, 111-131. doi:10.1016/j.atmosres.2006.06.002
- Chapon B., 2006 : Etude des pluies intenses dans la région des Cévennes-Vivarais à l'aide du radar météorologique. Régionalisation des traitements radar et analyse

granulométrie des pluies au sol. Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble.
187 p.

Chapon B., G. Delrieu, M. Gosset et B. Boudevillain, 2007 : Première caractérisation de la granulométrie des pluies cévenoles : l'expérience Alès 2004. Poster présenté aux 6^{èmes} journées d'étude de l'OHM-CV, Toulouse.

Clark T. L., 1977 : A small scale dynamic model using terrain following coordinate transformation. *J. Comput. Phys.*, **24**, 186-215.

Clark T. L., 1979 : Numerical simulations with a three dimensional cloud model : lateral boundary condition experiments and multi-cellular severe storm simulations. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 2191-2215.

Clark T. L. and R. Gall, 1982 : Three dimensional numerical model simulations of air flow over mountainous terrain : a comparison with observations. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 766-791

Clark T. L. and R. D. Farley, 1984 : Severe downslope windstorm calculations in two and three spatial dimensions using anelastic interactive grid nesting : a possible mechanism for gustiness. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 329-350.

Clark T. L. and W. D. Hall, 1991 : Multi-domain simulations of the time dependent Navier-Stokes equations : benchmark error analysis of some nesting procedures. *J. Comput. Phys.*, **92**, 456-481.

Clark T. L., W. D. Hall and R. M. Banta, 1994 : Two and three dimensional simulations of the 9 Jan 1989 severe Boulder windstorm : comparison with observations. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2317-2342.

Clark T. L., W. D. Hall and J. L. Coen, 1996 : Source code documentation for the Clark-Hall cloud scale model, code version G3CH01. NCAR/TN-426+STR, NCAR technical note, NCAR, Boulder, CO, USA.

Cohard J.-M. and J.-P. Pinty, 2000 : A comprehensive two-moment warm microphysical bulk scheme. Part I : Description and selective tests. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **126**, 1815-1842.

- Cosma S., E. Richard and F. Miniscloux, 2002 : The role of small-scale orographic features in the spatial distribution of precipitation. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **128**, 75-92.
- Cotton W. R., 1975 : On the parameterization of turbulent transport in cumulus clouds. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 548-564.
- Delanoë J., A. Protat, J. Testud, B. Bouniol, A. J. Heymsfield, A. Bansemer, P. R. A. Brown and R; M. Forbes, 2005 : Statistical properties of the normalized ice particle size distribution. *J. Geophys. Res.*, **110**, D10201, doi:10.1029/2004JD005405.
- Delrieu G., V. Ducrocq, E. Gaume, J. Nicol, O. Payastre, E. Yates, P.-E. Kirstetter, H. Andrieu, P.A. Ayrat, C. Bouvier, J.-D. Creutin, M. Livet, S. Anquetin, M. Lang, L. Neppel, C. Obled, J. Parent-du-Châtelet, G.-M. Sauliner, A. Walpersdorf and W. Wobrock, 2005 : The catastrophic flash-flood event of 8-9 September 2002 in the Gard region, France : a first case study for the Cévennes-Vivarais Mediterranean Hydrometeorological Observatory. *J. Hydrometeorology*, **6**, 34-52, DOI 10.1175/JHM-400.1
- DeMott P. J., D. C. Rogers and S. M. Kreidenweiss, 1997 : The susceptibility of ice formation in upper tropospheric clouds to insoluble aerosol components. *J. Geophys. Res.*, **102**, 19575-19584.
- Dudhia J., 1993 : A nonhydrostatic version of the Penn State-NCAR mesoscale model : Validation tests and simulation of an Atlantic cyclone and cold front. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 1493-1513.
- Dye J. E., J. J. Jones, W. P. Winn, T. A. Cerni, B. Gardiner, D. Lamb, R. L. Pitter, J. Hallet and C. P. R. Saunders, 1986 : Early electrification and precipitation development in a small isolated Montana cumulonimbus. *J. Geophys. Res.*, **91**, 1231-1247.
- Emde K. v. d. and P. Kahlig, 1989 : Comparison of the observed 19th July 1981, Montana thunderstorm with results of a one-dimensional cloud model using Kessler parameterised microphysics. *Annales Geophysicae*, **7**, 405-414.

- Feingold G., B. Stevens, W. R. Cotton and R. L. Walko, 1994 : An explicit cloud microphysics / LES model designed to simulate the Twomey effect. *Atmos. Res.*, **33**, 207-233.
- Feingold G., S. M. Kreidenweis, B. Stevens and W. R. Cotton, 1996 : Numerical simulations of stratocumulus processing of cloud condensation nuclei through collision-coalescence. *J. Geophys. Res.*, **101** (D16), 21,391-21,402.
- Fletcher N. H., 1962 : Physics of rain clouds. Cambridge University Press. 386 pp.
- Flossmann A. I., W.D. Hall, and. H. R. Prupaccher, 1985 : A theoretical study of the wet removal of atmospheric pollutants . Part I : The redistribution of aerosol particules captured through nucleations and impaction scavenging by growing cloud drops. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 582-606.
- Flossmann A. I., 1986 : A theoretical investigation of the removal of atmospheric trace constituents by means of a dynamical model, PhD thesis, Mainz.
- Flossmann A. I. and H. R. Prupaccher, 1988 : A theoretical study of the wet removal of atmospheric pollutants . Part III : The uptake, redistribution, and deposition of (NH₄)₂SO₄ particles by a convective cloud using a two-dimensional cloud dynamics model. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1857-1871.
- Flossmann A. I., 1998: Interaction of aerosol particles and clouds. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 879-887.
- Fridlind A. M., A. S. Ackerman, E. J. Jensen, A. J. Heymsfield, M. R. Poellot, D. E. Stevens, D. Wang, L. M. Miloshevich, D. Baumgardner, R. P. Lawson, J. C. Wilson, R. C. Flagan, J. H. Seinfeld, H. H. Jonsson, T. M. VanReken, V. Varutbangkul and T. A. Rissman, 2004 : Evidence for the predominance of Mid-Tropospheric Aerosol as Subtropical Anvil Cloud Nuclei. *Science*, **304**, 718-722.
- GIEC, 2001 : Bilan 2001 des changements climatiques : Les éléments scientifiques. Rapport du groupe de travail I du GIEC. 97p.
- Givati A. and D. Rodenfeld, 2004: Quantifying precipitation suppression due to air pollution. *J. Appl. Meteorol.*, **43**, 1038-1056.

- Hall W. D., 1980 : A detailed microphysical model within a two-dimensional dynamic framework : Model description and preliminary results. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2486-2506
- Hallett J. and S. C. Mossop, 1974 : Production of secondary ice crystals during the riming process. *Nature*, **249**, 26-28.
- Hemsfield A. J., P. N. Johnson and J. E. Dye, 1978 : Observation of moist adiabatic ascent in northeast Colorado congestus Clouds. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1689-1703.
- Heymsfield A. J. and C. J. Pflaum, 1985 : A quantitative assessment of the accuracy of techniques for calculating graupel growth. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2264-2274.
- Heymsfield A. J. and L. M. Miloshevich, 1993 : Homogeneous ice nucleation and supercooled liquid water in orographic wave clouds. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2335-2353.
- Heymsfield A. J., A. Bansemer, C. G. Schmitt, C. Twohy, and M. R. Poellot, 2004 : Effective ice particles densities derived from aircraft data. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 982-1003.
- Heymsfield A. J., L. M. Miloshevich, C. Schmitt, A. Bansemer, C. Twohy, M. R. Poellot, A. Fridlind and H. Gerber, 2005 : Homogeneous ice nucleation in Subtropical and tropical convection and its influence on cirrus anvil microphysics. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 41-62.
- Huet P., X. Martin, J.-L. Prime, P. Foin, C. Laurain, et P. Cannard, 2003 : Retour d'expérience des crues de Septembre 2002 dans les départements du Gard, de l'Hérault, du Vaucluse, des Bouches-du-Rhône, de l'Ardèche et de la Drôme. Rapport de l'inspection générale de l'environnement.
- IPCC, 2001 : Climate change 2001 : the scientific basis. Technical summary. IPCC-XVII/Doc. 3a. Add1.
- Ivanova E. T., Y. L. Kogan, I.P. Mazin and M. S. Permyakov, 1977 : Method of parameterizing the condensation process of droplet growth in numerical models. *Izv. Akad. Sci. URSS, Atmos. Ocean. Phys.*, **13**, 821-826.

- Jaenicke R., 1988 : Aerosol physics and chemistry. In : Landolt-Boernstein : Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, V 4b, G. Fischer, Editor, Springer, 391-457.
- Jensen E. J., O. B. Toon, D. L. Westphal, S. Kinne and A. J. Heymsfield, 1994 : Microphysical modeling of cirrus. 1. Comparison with 1986 FIRE IFO measurements. *J. Geophys. Res.*, **99**, 10,421-10,442.
- Kärcher B. and U. Lohmann, 2003 : A parameterization of cirrus cloud formation: Homogeneous freezing. *J. Geophys. Res.*, **108 (D14)**, 4402. doi: 10.1019/2002JD003220
- Kessler E., 1969 : On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. Meteor. Monogr. No. 32, Amer. Meteor. Soc., 84p.
- Khain A. P., and I. Sednev, 1996 : Simulation of precipitation formation in the eastern Mediterranean coastal zone using a spectral microphysics cloud ensemble model. *Atmos. Res.*, **43**, 77-110.
- Khain A., P., I. Sednev and V. Khvorostyanov, 1996 : Simulation of coastal circulation in the eastern Mediterranean using a spectral microphysics cloud ensemble model. *J. Climate*, **9**, 3298-3316.
- Khain A. P., A. Pokrovsky and I. Sednev, 1999 : Effects of cloud-aerosol interaction on cloud-microphysics, precipitation formation and size-distribution of atmospheric aerosol : Numerical experiments with a spectral microphysics cloud model. *Atmos. Res.*, **52**, 195-220.
- Khain A. P., D. Rodenfeld and A. Pokrovsky, 2001 : Simulating convective clouds with sustained supercooled liquid water down to -37.5°C using a spectral microphysics model. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 3887-3890.
- Khain A. P., A. Pokrovsky, M. Pinsky, A. Seifert and V. Phillips, 2004 : Simulation of effects of atmospheric aerosols on deep turbulent convective clouds by using a spectral microphysics mixed-phase cumulus cloud model. Part I : Model description and possible applications. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 2963-2892.

- Khain A. P., and A. Pokrovski, 2004 : Effects of atmospheric aerosols on deep convective clouds as seen from simulations using a spectral microphysics mixed-phase cumulus cloud model. Part 2: Sensitivity study. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 2983-3001.
- Khain A. P., D. Rosenfeld and A. Pokrovsky, 2005 : Aerosol impact on the dynamics and microphysics of deep convective clouds. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **131**, 2639-2663. DOI:10.1256/qj.04.62
- Koenig L. R. and F. W. Murray, 1976 : Ice-bearing cumulus-cloud evolution : Numerical simulation and general comparison against observations. *J. Appl. Meteor.*, **15**, 747-762.
- Kogan Y. L., 1991 : The simulation of a convective cloud in a 3-D model with explicit microphysics. Part I : Model description and sensitivity experiments. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1160-1189.
- Kogan Y. L., D. K. Lilly, Z. N. Kogan and V. V. Filyushkin, 1994 : The effect of CCN regeneration on the evolution of stratocumulus cloud layers. *Atmos. Res.*, **33**, 137-150.
- Kogan Y. L., M. P. Khairoutdinov, D. K. Lilly, Z. N. Kogan, and Q. Liu, 1995 : Modeling of stratocumulus cloud layers in a large eddy simulation model with explicit microphysics. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2923-2940.
- Koop T., B. Luo, A. Tsias and T. Peter, 2000 : Water activity as the determinant for homogeneous ice nucleation in aqueous solutions. *Nature*, **406**, 611-615.
- Kuo H. L., 1974 : Further studies on the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1232-1240.
- Leporini M., 2005 : Développement et évaluation d'un modèle tridimensionnel de nuage chaud à microphysique détaillée. Thèse de l'université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand. 153 p.
- Leroy D., M. Monier, W. Wobrock and A. I. Flossmann, 2006 : A numerical study of the effects of the aerosol particle spectrum on the development of the ice phase and precipitation formation. *Atmos. Res.*, **80**, 15-45.

- Leroy D., W. Wobrock and A. I. Flossmann, 2007a : On the influence of the treatment of aerosol particles in different bin microphysical models : a comparison between two different schemes. *Atmos. Res.* In print. doi: 10.106/j.atmosres.2007.01.003.
- Leroy D., W. Wobrock and A. I. Flossmann, 2007b : The role of boundary layer aerosol particles for the development of deep convective clouds : a high resolved 3D model with detailed (bin) microphysics applied to CRYSTAL-FACE. *Submitted to Q. J. R. Meteorol. Soc.*
- Locatelli J. D. and P. V. Hobbs, 1974 : Fall speed and masses of solid precipitation particles. *J. Geophys. Res.*, **79**, 2185-2197.
- Lohmann U., J. Feichter, C. C. Chuang and J. E. Penner, 1999 : Predicting the number of cloud droplets in the ECHAM GCM. *J. Geophys. Res.*, **104**, 9196-9198.
- Lohmann U. and B. Kärcher, 2002 : First interactive simulations of cirrus clouds formed by homogeneous freezing in the ECHAM GCM. *J. Geophys. Res.*, **107 (D10)**, 4105, doi:10.1029/2001JD000767.
- Lynn B. H., A. Khain, J. Dudhia, D. Rosenfeld, A. Pokrovsky and A. Seifert, 2005a : Spectral (bin) microphysics coupled with a mesoscale model (MM5). Part I : Model description and possible applications. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 44-58.
- Lynn B. H., A. Khain, J. Dudhia, D. Rosenfeld, A. Pokrovsky and A. Seifert, 2005b : Spectral (bin) microphysics coupled with a mesoscale model (MM5). Part II : Simulation of a CaPE rain event with a squall line. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 59-71.
- Lynn B. H. and A. Khain, in print : Utilization of spectral bin microphysics and bulk parameterizations schemes to simulate cloud structure and precipitation in a mesoscale rain event. *J. Geophys. Res.*
- Martin J. J., P. K. Wang, H. R. Pruppacher and R. L. Pitter, 1981 : A numerical study of the effect of electric charges on the efficiencies with which planar ice crystals collect supercooled drops. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2462-2469.
- Mason B. J., 1956 : On the melting of hailstones. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **82**, 209-216.

- Meyers M.P., P. J. Demott and W. R. Cotton, 1992 : New primary ice nucleation parameterizations in an explicit cloud model. *J. Appl. Met.*, **31**, 708-721.
- Mioche G., 2006 : Modélisation de la fonte des cristaux nuageux et précipitants. Rapport de Stage de DEA, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand. 54p.
- Miniscloux F., J.-D. Creutin, and S. Anquetin, 2001 : Geostatistical analysis of orographic rainbands. *J. Appl. Meteorol.*, **40**, 1835-1854.
- Monier M., 2003 : Développement d'un modèle de cirrus à microphysique détaillée. Thèse de l'université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand. 151p.
- Monier M., W. Wobrock, J.-F. Gayet and A. I. Flossmann, 2006 : Development of a detailed microphysics cirrus model tracking aerosol particles histories for interpretation of the recent INCA campaign. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 504-525.
- Mordy W., 1959 : Computations of the growth by condensation of a population of cloud drops. *Tellus*, **11**, 16-44.
- Ovtchinnikov M., and Y. L. Kogan, 2000 : An investigation of ice production mechanisms in small cumuliform clouds using a 3D model with explicit microphysics. Part I : Model description. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 2989-3003.
- Pinty J.-P., S. Cosma, J. M. Cohard, E. Richard, and J.-P Chaboureau, 2001 : CCN sensitivity of a warm precipitation event over fine scale orography with an advanced microphysical scheme. *Atm. Res.*, **59-60**, 419-446.
- Pruppacher H. R. and J.D. Klett, 1997 : *Microphysics of clouds and precipitation*. 2nd ed. Kluwer Academic, 954p.
- Rassmussen R. M. and H. R. Pruppacher, 1982 : A wind tunnel and theoretical study of the melting behaviour of atmospheric ice particles. I : a wind tunnel study of the frozen drops of radius < 500 μm . *J. Atmos. Sci.*, **39**, 152-158.
- Rassmussen R. M. and A. J. Heymsfield, 1985 : A generalized form for impact velocities used to determine graupel accretional densities. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2275-2279.

- Reisin T., Z. Levin, and S. Tzivion, 1996 : Rain production in convective clouds as simulated in an axisymmetric model with detailed microphysics. Part II : Effects of varying drops and ice initiation. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 1815-1837.
- Reisner J., R. M. Rasmussen and R. T. Brintjes, 1998 : Explicit forecasting of supercooled liquid water in winter storms using the MM5 mesoscale model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **124**, 1071-1107.
- Respondek P. S., A. I. Flossmann, R. R. Alheit and H. R. Pruppacher, 1995 : A theoretical study of the wet removal of atmospheric pollutants. Part V : The uptake, redistribution, and deposition of (NH₄)₂SO₄ by a convective cloud containing ice. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2121-2132.
- Rosenfeld D., 1999 : TRMM observed first direct evidence of smoke from forest fires inhibiting rainfall. *Geophys. Res. Lett.*, **26**(20), 3105-3108.
- Rosenfeld D., 2000 : Suppression of rain and snow by urban and industrial air pollution. *Science*, **287**, 1793-1796.
- Segal Y. and A. Khain, 2006 : Dependence of droplet concentration on aerosol conditions in different cloud types: application to droplet concentration parameterization of aerosol conditions. *J. Geophys. Res.*, **111**, doi:10.1019/2005JD006561.
- Seifert A. and K. D. Beheng, 2001 : A double moment parameterization for simulating autoconversion, accretion and selfcollection. *Atmos. Res.*, **59-60**, 265-281.
- Seifert A. and K. D. Beheng, 2006 : A two-moment cloud microphysics parameterization for mixed-phase clouds. Part 1 : Model description. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **92**, 45-66. doi :10.1007/s00703-005-0112-4
- Seifert A., A. Khain, A. Pokrovsky and K.D. Beheng, 2006 : A comparison of spectral bin and two-moment bulk mixed-phase cloud microphysics. *Atmos. Res.*, **80**, 46-66.
- Silverman B. A. and M. Glass, 1973 : A numerical simulation of warm cumulus clouds. Part I: Parameterized versus non-parameterized microphysics. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1620-1637.

- Smolarkiewicz P. K., 1983 : A simple positive definite advection scheme with small implicit diffusion. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 479-486.
- Straka J.M., D. S. Zrnic and A. V. Ryzhkov, 2000 : Bulk hydrometeor classification and quantification using polarimetric radar data: synthesis of relations. *J. Appl. Meteorol.*, **39**, 1341-1372.
- Tabazadeh A., S. T. Martin and J. S. Lin, 2000 : The effect of particle size and nitric acid uptake on the homogeneous freezing of aqueous sulphuric acid particles. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 1111-1114.
- Teller A. and Z. Levin, 2006 : The effects of aerosols on precipitation and dimensions of subtropical clouds: a sensitivity study using a numerical cloud model. *Atmos. Chem. Phys.*, **6**, 67-80.
- Thompson G., R. M. Rasmussen and K. Manning, 2004 : Explicit Forecasts of winter precipitation using an improved bulk microphysics scheme. Part I: Description and sensitivity analysis. *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 519-545.
- Turco R. P., P. Hamill, O. B. Toon, R.C. Whitten and C. S. Kiang, 1979 : A one-dimensionnal model describing aerosol formation and evolution in the stratosphere : I. Physical processes and mathematical analogs. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 699-717.
- van den Heever S.C., G. G. Carrio, W. R. Cotton, P. J. DeMott and A. J. Prenni, 2006 : Impacts of nucleating aerosol on Florida convection : Part I. Mesoscale simulations. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 1752-1755.
- Wang P. and J. Wusheng, 2000 : Collision efficiencies of ice crystals at low intermediate Reynolds number colliding with supercooled cloud droplets : a numerical study. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 1001-1009.
- WMO, 1956 : International Cloud Atlas. 62p.
- Wobrock W., 1988 : Numerische Modellsimulationen von strahlungnebelepisoden unter berücksichtigung spektraler wolkenmikrophysik. PhD thesis, Francfort.

- Wobrock W., A. I. Flossmann, R. N. Colvile and D. W. F. Inglis, 1997 : Modelling of airflow and cloud fields over the northern Pennines. *Atmos. Environ.*, **31**, 2421-2439.
- Wobrock W., A. I. Flossmann, M. Monier, J.-M. Pichon, L. Cortez, J.-F. Fournol, A. Schwarzenböck, S. Mertes, J. Heintzenberg, P. Laj, G. Orsi, L. Ricci, S. Fuzzi, H. Ten Brick, P. Jongejan and R. Otjes, 2001 : The Cloud Ice Mountain Experiment (CIME) 1998 : experiment overview and modelling of the microphysical processes during the seeding by isentropic gas expansion. *Atmos. Res.*, **58**, 231-265.
- Wobrock W., A. I. Flossmann and R. D. Farley, 2003 : Comparison of observed and modelled hailstone spectra during a severe storm over the Northern Pyrenean foothills. *Atm. Res.*, **67-68**, 685-703.

Développement d'un modèle tridimensionnel à microphysique détaillée Application à la simulation de cas de convection moyenne et profonde

La représentation des nuages est une source importante d'incertitude dans les modèles à échelle synoptique ou globale. Pour l'améliorer, la solution retenue au Laboratoire de Météorologie Physique consiste à construire un modèle de nuage le plus réaliste possible, pour pouvoir ensuite le comparer avec des représentations plus simplifiées des nuages et détecter leurs éventuelles faiblesses. Dans un premier temps, un modèle de nuage tridimensionnel et à microphysique détaillée pour la phase liquide a été développé par Leporini (2005) à partir du modèle dynamique 3D de Clark et Hall (1991) et du modèle microphysique DESCAM (DEtailed SCAvenging Model) de Flossmann et al. (1985). L'objectif de cette thèse était de compléter ce modèle avec la phase glace. Le modèle final appelé DESCAM-3D utilise au total 195 variables pour décrire les caractéristiques microphysiques des nuages. De plus, 3 distributions (sur 5 au total) servent à représenter les particules d'aérosol résiduelles et interstitielles. Ainsi, le modèle DESCAM-3D est aussi un outil particulièrement adapté pour l'étude des interactions entre aérosol - nuage.

Le modèle DESCAM-3D a été validé par comparaison avec des mesures aéroportées dans un nuage convectif de la campagne CRYSTAL-FACE (Cirrus Regional Study of Tropical Anvils and Cirrus Layers – Florida Area Cirrus Experiment) et avec des observations de la précipitation au sol dans un cas de convection moyenne au dessus des Cévennes (Expérience Alès 2004). Enfin, les premières études des interactions aérosol-nuages avec DESCAM-3D ont déjà montré que le nombre des particules d'aérosol influence la précipitation au sol mais aussi la dynamique du nuage et de ce fait peut avoir des répercussions sur les propriétés de l'enclume des nuages convectifs.

Development of a three-dimensional cloud model with detailed warm and cold microphysics - Numerical studies of medium and deep convective clouds

Clouds are a great source of uncertainties in synoptic models and GCM (Global Climate Models). To improve the treatment of clouds in those models, a high resolved 3D cloud model with detailed (bin) microphysics has been developed at the Laboratoire de Météorologie Physique. A comparison with bulk microphysical models will allow their calibration. The first model for warm clouds (Leporini, 2005) couples the dynamics of the NCAR Clark-Hall cloud scale model (Clark and Hall, 1991) with the DEtailed SCAvenging Model (DESCAM) of Flossmann et al. (1985). This thesis focuses on the implementation of an ice phase module. The updated microphysical scheme follows the evolution of aerosol particle, drop and ice crystal spectra each with 39 bins. Aerosol mass in drops and ice crystals is predicted by two distribution functions in order to close the aerosol budget. This detailed model called DESCAM-3D is thus a very efficient tool to study the aerosol-clouds interactions.

To validate DESCAM-3D, we compared the model results with airborne observations inside a cumulonimbus from CRYSTAL-FACE (Cirrus Regional Study of Tropical Anvils and Cirrus Layers – Florida Area Cirrus Experiment) and with ground based measurements of precipitation during a medium convective case over the Cévennes' foothills. Sensitivity studies were also made concerning the total number of aerosol particles. The number of aerosol particles in the boundary layer is found to influence precipitation but also the dynamic evolution of the cloud and consequently can have impacts on the properties of the anvil of convective clouds.